SERIE IV. - Tomo VI. *Luglio 1897*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie gratis agli Autori.

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLIII

SERIE IV. - Tomo VI. *Luglio 1897*

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

AZIONE DEI RAGGI CATODICI SOPRA I CONDUTTORI ISOLATI.

Nota 2a di A. BATTELLI *e* A. GARBASSO.

Nel nostro primo lavoro su questo argomento [1]) ci siamo occupati, specialmente, di cercare, nell' azione delle radiazioni catodiche sopra le cariche elettrostatiche, una prova dell' esistenza di raggi indeformabili nell' interno del tubo.

La presente nota ha invece per scopo di studiare un po' più da vicino il meccanismo del fenomeno.

Noi abbiamo fatto vedere, lo scorso anno, che i raggi catodici, venendo a battere sopra un conduttore isolato, danno origine ad una carica negativa; inoltre trovavamo che, se al corpo irradiato si comunica da principio una elettrizzazione, questa si riduce a zero, o, invece, rimane inalterata, secondo che le compete il segno meno o il segno più.

Ora è ben noto che la radiazione del Röntgen ha, rispetto alle cariche elettrostatiche, un modo di agire completamente diverso; e cioè le disperde sempre con la medesima rapidità, qualunque sia la loro natura. Un comportamento analogo mostrano pure i raggi catodici, che si propagano nell' aria, secondo le esperienze del Lenard [2]).

1) N. Cimento, (4), IV, 129, 1896.
2) Wied. Ann., LI, 240, 1894.

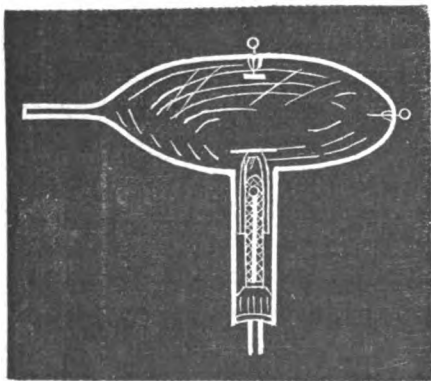
Ci sembra che questi fenomeni si possano intendere in due modi distinti; due circostanze, infatti, differenziano le esperienze nostre da quelle del Lenard, e dalle altre, che si eseguiscono con i raggi del Röntgen. Propriamente, nella disposizione impiegata da noi non vi è alcun diaframma solido fra il catodo e il corpo elettrizzato, e quest' ultimo è immerso in un gas rarefatto, invece che nell' aria alla pressione dell' atmosfera.

Orbene, si può pensare che i raggi catodici si comportino, in realtà, nel modo testè ricordato quando vengono liberamente, in un tubo a vuoto, ad incontrare un corpo carico, ma che il loro modo d' azione si modifichi, ove si *filtrino* attraverso ad una lamina di vetro o d' alluminio, oppure si mettano in grado di agire sopra un certo numero di molecole gassose.

Abbiamo fatto delle esperienze per risolvere questo problema interessante. Diciamo subito che i nostri resultati sembrano più favorevoli alla seconda ipotesi che alla prima.

Si trova infatti che i raggi catodici, quando attraversano un ostacolo materiale, lo attraversano con tutte le loro proprietà; che se, per solito, dietro al filtro, il loro comportamento riesce modificato, questo si deve attribuire alle mutate condizioni dell' ambiente.

Fig. 1.

L' apparecchio impiegato da noi è quello stesso, del quale ci servimmo lo scorso anno. È rappresentato, in dimensioni molto ridotte, nella figura quì accanto (fig. 1). Una pallina di ottone è esposta in esso alla radiazione catodica; la pallina è difesa da una reticella metallica, comunicante con la terra, e da un cappelletto di piombo, in forma di proiettile cilindro-tronco-conico; il quale cappelletto è munito di foro circolare alla parte superiore.

Solamente, per le nuove esperienze, che volevamo eseguire, abbiamo aggiunto ancora un organo assai semplice. Una piccola cornice di ottone è saldata, in alto, al cappelletto, e in questa cornice può scorrere, con un certo giuoco, un telaio, anche di ottone. Il telaio è chiuso per una metà da una lamina di alluminio, e per l'altra da una lastrina di piombo.

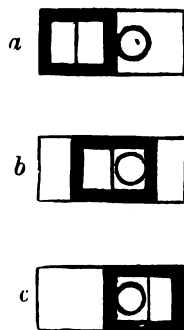
Le cose sono disposte in modo che, quando il telaino si trova ad un estremo della sua corsa, il foro riesce del tutto scoperto (fig. 2 *a*); quando lo si fa avanzare, in guisa che un indice unito ad esso venga a trovarsi di fronte ad un altro simile saldato alla cornice, il foro risulta protetto dalla lamina di alluminio (fig. 2 *b*); e finalmente, quando il telaino arriva all'altro estremo della sua elongazione, l'orifizio è coperto dalla lastra di piombo (fig. 2 *c*).

Fig. 2.

Per fare l'esperienza si collega il tubo alla macchina pneumatica (una pompa del Geissler nel caso nostro), per modo che il piano della cornice sia alquanto inclinato all'orizzonte, e il telaino si trovi nella posizione più alta che può prendere, e il foro risulti scoperto.

In seguito si fa il vuoto, fino ad ottenere i raggi catodici, ma senza spingere troppo la rarefazione. Caricando adesso il conduttore, di quel segno che si vuole, ed eccitando il pallone, si possono ritrovare i resultati, che abbiamo esposto nel lavoro più volte citato.

Quindi si batte replicatamente, con un dito, sul collo del tubo. Il telaino, che è molto scorrevole, discende, poco a poco, e ad un certo istante raggiunge la posizione *b*. Se di nuovo carichiamo la pallina ed eccitiamo i raggi catodici, si hanno gli stessi fenomeni che si incontravano dianzi (col foro aperto). Però gli effetti sono di gran lunga meno intensi.

Finalmente si può portare il telaio all'altro estremo della cornice, in modo da otturare l'orifizio con la lastra di piombo. In tal caso, almeno nelle condizioni delle nostre esperienze,

non v'è più azione sensibile. Se la pallina è scarica rimane scarica; se è elettrizzata conserva la sua elettrizzazione, qualunque ne sia il segno.

Come s'era annunciato, questi resultati si accordano bene con l'ipotesi che il diverso modo d'agire dei raggi catodici e dei raggi del Röntgen dipenda essenzialmente dalle diverse condizioni dell'ambiente, nel quale è disposto il conduttore carico. È probabile che nelle esperienze del Lenard l'azione dell'aria ionizzata si sopraponesse a quella dei raggi catodici, tanto da mascherarla.

Pisa, Istituto fisico dell'Università, Luglio 1897.

SUL MODO DI INTERPRETARE CERTE ESPERIENZE DEL SIG. P. ZEEMAN DI LEIDA.

Nota di A. GARBASSO.

1. In un lavoro pubblicato nel fascicolo di Marzo del *Philosophical Magazine*, il sig. P. Zeeman di Leida ha descritto [1]) alcune esperienze, estremamente interessanti, dalle quali risulta che la luce, emessa da una sorgente luminosa, si modifica, in qualche modo, per l'azione del magnetismo.

Fra i poli di una potente elettrocalamita del Faraday si colloca la fiamma oscura di un becco Bunsen, e in questa si porta all'incandescenza il vapore di un sale sodico; della radiazione emessa si forma lo spettro con un reticolo del Rowland. Eccitando l'elettrocalamita succede che le righe D si allargano alquanto.

Questo avviene comunque sia diretto, nel piano orizzontale, il raggio, che cade sul reticolo. Ma le particolarità del fenomeno si modificano con la direzione della luce incidente.

E cioè, se si tratta di raggi normali alle linee di forza magnetica, gli orli delle righe allargate appariscono polarizzati rettilineamente, e le vibrazioni si compiono in essi secondo la verticale.

1) P. Zeeman. On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light emitted by a Substance. (Phil. Mag. (5), XLIII, 226, 1897).

Se invece si tratta di luce, che, percorrendo i canali praticati nel nucleo del magnete, abbia attraversato il campo lungo le linee di forza, i due orli di ciascuna riga sono polarizzati circolarmente, in versi opposti. Versi, che si scambiano con i poli dell' elettrocalamita.

Il sig. Zeeman ha mostrato ancora che i suoi resultati si possono prevedere qualitativamente, quando si accetti la teoria del Lorentz su l' emissione della luce.

Secondo questa teoria i raggi luminosi risultano dalla propagazione di un fenomeno periodico, dovuto ai movimenti di va e vieni degli atomi materiali elettrizzati. Le cariche, che quì entrano in giuoco, sarebbero quelle stesse, la cui presenza si rivela nel fatto dell' elettrolisi.

Ora mi sembra che l' applicazione immediata della teoria del Lorentz al caso pratico attuale conduca a difficoltà insuperabili.

Anzi tutto trova lo Zeeman che il rapporto fra la carica e la massa di ciascun atomo deve essere dell' ordine:

$$\frac{e}{m} = 10^7 ,$$

quando la grandezza elettrica si misuri in unità del sistema elettromagnetico. Ma dai fenomeni dell' elettrolisi si deduce per lo stesso rapporto il valore:

$$\frac{e}{m} = 2,5 \, . \, 10^3 \quad [1]) ,$$

1) Secondo il Richarz (citato in H. Ebert. Electrische Schwingungen molecularer Gebilde. Wied. Ann. XLIX, 651, 1893) sarebbe:

$$e = 12,9 \, . \, 10^{-11},$$

in unità del sistema elettrostatico, dunque:

$$e = \frac{12,9}{3} \, . \, 10^{-21},$$

$$= 4,3 \, . \, 10^{-21},$$

in unità del sistema elettromagnetico.

D' altra parte il peso di un atomo di sodio si può assumere (H. Ebert, l. c.) uguale a:

$$1,7 \, . \, 10^{-21},$$

le cariche degli atomi dovrebbero dunque essere quattromila volte più grandi che realmente non siano, perchè si potessero produrre, nel modo supposto dalla teoria, i fatti, che l'esperienza dimostra.

Vi è un'altra difficoltà, che credo anche meno agevole da superare, ed è questa che, per intendere la produzione dei raggi circolari, nelle condizioni degli esperimenti, bisogna ammettere che le sole cariche positive vibrino. E non si sa vedere da che debba dipendere una tale disparità di trattamento.

Ma quando queste obbiezioni, che ho messo innanzi, sembrassero abbastanza gravi per rifiutare l'applicazione della teoria del Lorentz, nel modo come fu fatta dallo Zeeman, ci si dovrebbe subito domandare se si possano comprendere altrimenti i fenomeni.

Io mi propongo appunto di esporre una fra le interpretazioni possibili. Come si vedrà, essa ha pur sempre a fondamento le ipotesi del Lorentz, utilizzate bensì per una strada differente.

Pur troppo la teoria, che svolgerò, non si presta bene a verifiche quantitative. Ad ogni modo la pubblico perchè credo che essa possa suggerire qualche esperienza non priva di interesse.

2. Io voglio supporre che il meccanismo dell'emissione della luce sia quello stesso, che il Lorentz accetta; ma voglio ammettere di più che le forze magnetiche agiscano sopra gli atomi direttamente, piuttosto che sopra le loro cariche.

e quindi la massa a:

$$m = \frac{1,7}{g} \,.\, 10^{-21},$$
$$= \frac{1,7}{980} \,.\, 10^{-21},$$
$$= 1,7 \,.\, 10^{-24}.$$

Ne viene:

$$\frac{e}{m} = \frac{4,3}{1,7} \,.\, 10^{3} = 2,5 \,.\, 10^{3},$$

appunto come si è indicato nel testo.

Non è inutile osservare che, in base ai numeri impiegati da noi, l'Ebert (l. c.) potè calcolare certi fenomeni di radiazione luminosa, ottenendo dei valori, i quali si accordano pienamente con quelli dedotti dalle esperienze dirette.

Per meglio dire, introduco l'ipotesi che le azioni esercitate sopra le cariche, siano trascurabili rispetto a quelle, che subiscono i sostegni materiali.

In questo modo di vedere la sostanza degli atomi si deve ammettere che sia conduttrice, così che in essa si possano sviluppare le correnti del Foucault. Il meccanismo dell'azione del campo magnetico consisterebbe appunto in una specie di smorzamento, imposto ai moti degli atomi, in virtù della legge del Lenz.

Si tratta di vedere di che natura debba essere questo smorzamento, e come si modifichino, in conseguenza, il periodo e la direzione delle perturbazioni luminose.

Il campo generato dall'elettrocalamita del Faraday è di rivoluzione intorno alla congiungente dei poli. Io imagino di condurre la verticale nel punto di mezzo di codesta congiungente; e, per semplificare le cose, mi limito allo studio delle azioni delle forze magnetiche su i moti degli atomi, che hanno in tale retta la posizione di equilibrio.

Per gli atomi in discorso [1]) lo spostamento si può scomporre secondo tre assi, che l'uno è parallelo alla congiungente dei poli, l'altro è perpendicolare a questo primo e diretto orizzontalmente, e il terzo è verticale.

La componente, che sta secondo il primo asse, non è alterata dal campo, perchè ha la direzione delle linee di forza.

Nemmeno si modifica la componente parallela al secondo asse [2]), perchè le linee di forza sono distribuite uniformemente sopra cerchi, che stanno in piani normali alla retta, che congiunge i poli, e hanno il centro su la retta medesima.

Invece subirà l'azione del campo la terza componente, la quale trasporta il mobile da punti a punti in cui il flusso è diverso. E questa riuscirà smorzata.

Ora è noto che una vibrazione smorzata non può emettere luce monocromatica; ad essa corrisponde come spettro, in luogo di una linea, una banda più o meno larga.

Segue dunque dal nostro ragionamento che i raggi emessi

1) Come per tutti gli altri del resto.

2) Se si ammette che le escursioni delle particelle vibranti siano estremamente poco ampie.

orizzontalmente da una fiamma, nelle condizioni delle esperienze dello Zeeman, non hanno più una costituzione uniforme.

Essi contengono, per la massima parte, della luce non polarizzata, di lunghezza d'onda ben definita. Ma contengono ancora un po' di luce, polarizzata nel piano orizzontale, a cui spettano varii periodi differenti: maggiori, uguali e minori del periodo, che è proprio della porzione, che è rimasta naturale.

Quindi si capisce che codesti raggi devono dare come spettro una banda, con gli orli polarizzati nel piano dell'orizzonte.

È un resultato questo, che va pienamente d'accordo con quello sperimentale dello Zeeman, almeno finchè si tratta della luce, che si propaga normalmente alle linee di forza.

3. Per i raggi invece, che seguono l'asse dell'elettrocalamita, sembra, a prima vista, che le conclusioni nostre siano contrarie a quelle dell'esperienza. In realtà si può mostrare che contraddizione non vi è; e che l'origine dei raggi circolari vuol essere attribuita all'apparecchio stesso, impiegato dallo Zeeman.

Si osservi anzi tutto che la luce, prima di arrivare al reticolo, attraversa il nucleo dell'elettrocalamita. Ora si sa, dalle esperienze del Becquerel, che l'aria magnetizzata agisce come un corpo attivo.

Abbiamo dunque, nella disposizione dello Zeeman, della luce polarizzata (rettilineamente), che percorre uno strato di sostanza attiva.

Ma una vibrazione rettilinea si può sempre sostituire con due circolari di senso inverso. Imaginiamo che la sostituzione si faccia, e che i due raggi circolari si propaghino indipendentemente. Quale sarà la loro velocità nel nucleo dell'elettromagnete?

Il Righi ha dimostrato, in un lavoro vecchio ormai di vent'anni [1]), che, in tali condizioni, uno dei raggi si muove un po' più presto e l'altro un po' più adagio di quello che entrambi farebbero nell'aria non magnetizzata.

1) A. Righi. Sulla velocità della luce nei corpi trasparenti magnetizzati. (N. Cimento, (3), III, 212, 1878).

Vuol dire che, per il primo, il nucleo dell'elettromagnete è un mezzo meno rifrangente che l'aria atmosferica in condizioni ordinarie; per il secondo invece è un mezzo più rifrangente.

Se ne conclude che certi raggi circolari, diciamo i destri, per fissare le idee, appariranno emessi da una sorgente più lontana dal reticolo, che non sia, in realtà, la fiamma. E dei raggi sinistri accadrà precisamente il contrario.

Ora, ciò che s'osserva nelle esperienze dello Zeeman, è un movimento di fianco delle righe relative ai raggi circolari; la linea spettrale infatti appare allargata, e i suoi orli sono polarizzati circolarmente in versi opposti.

Si tratta dunque di vedere se, quando si fa uso del reticolo del Rowland, e si punta una data linea in uno spettro, uno spostamento della sorgente, rispetto al reticolo, si possa tradurre in un moto laterale della imagine. E se inoltre l'escursione della linea spettrale cambi di segno con quella della sorgente.

È facile dimostrare che le cose devono accadere appunto così.

La formola fondamentale del reticolo sferico fu data nel 1883 dal Rowland [1]), ed è la seguente:

$$r = \frac{R \rho \cos^2 \mu}{R (\cos \mu + \cos \nu) - \rho \cos^2 \nu} . \tag{1}$$

Qui R ed r indicano le distanze del punto irradiante e dell'imagine dal reticolo, ρ è il raggio di curvatura di quest'ultimo, ν e μ sono gli angoli formati da R ed r con l'asse di simmetria dell'apparecchio.

La nostra quistione, manifestamente, si riduce a cercare come varii la μ, quando la R varia e ρ, r e ν rimangono costanti.

Ora, differenziando in questa ipotesi la (1), si ricava:

$$d\mu = \frac{-\rho \cos^2 \nu \cos^2 \mu \, d R}{R \operatorname{sen} 2\mu \left[R \left({}^1\!/_2 \cos \mu + \cos \nu\right) - \rho \cos^2 \nu\right]} ;$$

1) H. A. Rowland. On Concave Gratings for Optical Purposes. (Phil Mag. (5), XVI, 197, 1883; confronta particolarmente le pagine 199-202).

vale a dire, quando, come nel caso più comune, è $R = \rho \cos \nu$:

$$d\mu = -\frac{d\,R}{\rho \operatorname{sen} \mu}.$$

In realtà dunque, per una data disposizione, il differenziale della μ cambia di segno con quello della R. Si vede inoltre che $d\,\mu$ potrà essere sensibile, anche quando $d\,R$ sia molto piccolo, se μ non è grande. Questa condizione si verifica negli apparecchi ordinari.

Ne seguirebbe che, se si ottengono, dalla luce emessa secondo le linee di forza del campo magnetico, delle righe spettrali con gli orli polarizzati circolarmente, ciò dipende appunto dal modo come si fa l'osservazione.

E il meccanismo del fenomeno sarebbe questo. La luce entrerebbe nella elettrocalamita non più monocromatica nè naturale; ma modificata per modo da corrispondere ad una banda con gli orli parzialmente polarizzati secondo linee rette.

Quindi, per l'azione del mezzo magnetizzato, ogni orlo si sdoppierebbe in due righe di raggi circolari, delle quali, nello spettro, una deve apparire respinta verso l'esterno della banda complessiva, e l'altra verso l'interno. Ai due estremi le righe circolari di ugual verso si sposterebbero nel medesimo senso; quindi gli orli, da ultimo, devono apparire polarizzati circolarmente in verso opposto. Come infatti si verifica.

Anche nella nostra ipotesi i versi della polarizzazione agli orli si scambiano quando il magnete si inverte.

4. Se la teoria, che ho messo innanzi in questa nota, è conforme alla realtà, quella parte dell'esperimento dello Zeeman, che si riferisce alla luce emessa secondo l'asse dei magneti, sarebbe una forma nuova dell'antica esperienza del Righi.

Pisa, Istituto fisico dell'Università, Aprile 1897.

COME SI FACCIA LA SCARICA DI UN CONDENSATORE, QUANDO AD ESSA SI OFFRONO DUE VIE: E COME SI RAPPRESENTI MECCANICAMENTE.

Nota di A. GARBASSO.

In questo lavoro risolvo la prima fra le quistioni indicate nel titolo, per il caso, nel quale si ammette che il regime delle correnti, risultanti dalla scarica, varii con tanta rapidità che l' energia magnetica debba sempre soddisfare alla condizione del minimo [1]). E descrivo ancora un mezzo per ottenere una rappresentazione meccanica del fenomeno.

1. La formola di Poynting, per un sistema completo, τ, nel quale esistono conduttori, si può scrivere:

$$\frac{d}{dt}(W_e + W_m) + S = 0\,; \tag{1}$$

essendo:

$$W_e = \frac{1}{8\pi}\int \varepsilon\,(X^2 + Y^2 + Z^2)\,d\tau\,,$$

$$W_m = \frac{1}{8\pi}\int (L^2 + M^2 + N^2)\,d\tau\,,$$

$$S = \int \lambda\,(X^2 + Y^2 + Z^2)\,d\tau\,.$$

Ho dunque indicato con W_e, W_m ed S l' energia elettrica, l' energia magnetica, e il calore Joule. Le altre lettere hanno il significato ordinario [2]).

Se si ha un conduttore di capacità C, recante una carica q, l' energia elettrica, che esso contiene è [3]):

$$\frac{1}{2}\,\frac{q^2}{C}\,.$$

1) Si confronti in proposito: J. J. Thomson. Notes on recent Researches in Electricity and Magnetism. Oxford, 1893, pag. 511.
2) H. Hertz. Ueber die Grundgleichungen der Elektrodynamik für ruhende Körper. (Untersuchungen, pag. 209).
3) H. Hertz. l. c. pag. 238).

D' altra parte l' energia magnetica, che corrisponde ad un sistema di due fili f_1 e f_2, con i coefficienti di autoinduzione L_1 e L_2, e il coefficiente di induzione mutua M, quando si fanno percorrere dalle correnti i_1 e i_2 è [1]):

$$\frac{1}{2} L_1 i_1^2 + M i_1 i_2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 .$$

1) Questa formola si può ricavare con un procedimento simile a quello seguito dal Hertz in un caso analogo. E cioè si pone:

$$L = A\left(\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y}\right), \quad M = A\left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z}\right), \quad N = A\left(\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x}\right),$$

con:

$$U = \int \frac{u d\tau}{r}, \qquad V = \int \frac{v d\tau}{r}, \qquad W = \int \frac{w d\tau}{r}.$$

Le integrazioni si intende che siano estese a tutto il sistema, τ, che si considera (H. Hertz. l. c. pag. 246 e seg.).

Per eseguire il calcolo noi imaginiamo di condurre una superficie, che non tagli conduttori, che comprenda il primo filo ed escluda il secondo.

Lo spazio τ resta così diviso in due regioni, una interna alla superficie e l' altra esterna.

Indicheremo con l' indice 1 le quantità relative alla prima regione, e con l' indice 2 le quantità relative alla seconda regione.

Per esempio si avrà:

$$U = U_1 + U_2 ,$$

e così di seguito.

Si eseguiranno successivamente queste trasformazioni, che non hanno bisogno di spiegazione:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int (L^2 + M^2 + N^2)\, d\tau,$$

$$= \frac{A}{8\pi} \int \left[L\left(\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y}\right) + M\left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z}\right) + N\left(\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x}\right)\right] d\tau,$$

$$= \frac{A}{8\pi} \int \left[U\left(\frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y}\right) + V\left(\frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z}\right) + W\left(\frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x}\right)\right] d\tau,$$

$$= \frac{A^2}{2} \int (Uu + Vv + Ww)\, d\tau,$$

$$= \frac{A^2}{2} \int [(U_1 + U_2) u_1 + (V_1 + V_2) v_1 + (W_1 + W_2) w_1]\, d\tau_1$$

$$+ \frac{A^2}{2} \int [(U_1 + U_2) u_2 + (V_1 + V_2) v_2 + (W_1 + W_2) w_2]\, d\tau_2,$$

Finalmente, per quest' ultimo sistema, ove s' indichino con R_1 e R_2 le resistenze (ohmiche) dei fili è [1]:

$$S = R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2.$$

$$= \frac{A^2}{2}\int(U_1u_1+V_1v_1+W_1w_1)d\tau_1 + \frac{A^2}{2}\int(U_2u_1+V_2v_1+W_2w_1)d\tau_1$$
$$+\frac{A^2}{2}\int(U_1u_2+V_1v_2+W_1w_2)d\tau_2 + \frac{A^2}{2}\int(U_2u_2+V_2v_2+W_2w_2)d\tau_2,$$

$$= \frac{A^2}{2}\iint\frac{u_1u_1+v_1v_1+w_1w_1}{r_{1,1}}d\tau_1 d\tau_1 + \frac{A^2}{2}\iint\frac{u_2u_1+v_2v_1+w_2w_1}{r_{2,1}}d\tau_2 d\tau_1$$
$$+\frac{A^2}{2}\iint\frac{u_1u_2+v_1v_2+w_1w_2}{r_{1,2}}d\tau_1 d\tau_2 + \frac{A^2}{2}\iint\frac{u_2u_2+v_2v_2+w_2w_2}{r_{2,2}}d\tau_2 d\tau_2,$$

$$= \frac{A^2}{2}i_1^2\iint\frac{\cos(i_1,i_1)}{r_{1,1}}\,df_1\,df_1 + A^2 i_1 i_2\iint\frac{\cos(i_1,i_2)}{r_{1,2}}\,df_1\,df_2$$
$$+\frac{A^2}{2}i_2^2\iint\frac{\cos(i_2,i_2)}{r_{2,2}}\,df_2\,df_2.$$

Poniamo, secondo che si è assunto nel testo:

$$L_1 = A^2\iint\frac{\cos(i_1,i_1)}{r_{1,1}}\,df_1\,df_1\ ,$$

$$M = A^2\iint\frac{\cos(i_1,i_2)}{r_{1,2}}\,df_1\,df_2\ ,$$

$$L_2 = A^2\iint\frac{\cos(i_2,i_2)}{r_{2,2}}\,df_2\,df_2\ ;$$

verrà subito:

$$W_m = \frac{1}{2}L_1 i_1^2 + M i_1 i_2 + \frac{1}{2}L_2 i_2^2;$$

formola, del resto, notissima.

1) Per vero si può scrivere, successivamente:

$$\int\lambda(X^2+Y^2+Z^2)d\tau = \int\frac{1}{\lambda_1}(u_1^2+v_1^2+w_1^2)d\tau_1 + \int\frac{1}{\lambda_2}(u_2^2+v_2^2+w_2^2)d\tau_2$$
$$= \int\frac{1}{\lambda_1}\frac{i_1^2}{\sigma_1^2}\,d\tau_1 + \int\frac{1}{\lambda_2}\frac{i_2^2}{\sigma_2^2}\,d\tau_2\ ,$$
$$= i_1^2\int\frac{df_1}{\lambda_1\sigma_1} + i_2^2\int\frac{df_2}{\lambda_2\sigma_2}\ ,$$
$$= R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2.$$

Il caso, che noi vogliamo studiare è, in sostanza, quello di due conduttori uguali, carichi di quantità uguali e di segno contrario di elettricità, messi in comunicazione ad un dato istante, con due fili metallici.

Sarà lecito ammettere, in via di approssimazione:

a) che la W_e del sistema risultante sia la somma delle W_e dei due conduttori; cioè:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{q^2}{C}+\frac{q^2}{C}\right)=\frac{q^2}{C}\ ;$$

b) che la W_m del sistema risultante sia la W_m del sistema dei due fili;

c) che la S del sistema risultante sia la S del sistema dei due fili.

Allora la (1) si scrive:

$$(2)\quad \frac{d}{dt}\left(\frac{q^2}{2c}+\frac{1}{2}L_1 i_1^2+M i_1 i_2+\frac{1}{2}L_2 i_2^2\right)+R_1 i_1^2+R_2 i_2^2=0,$$

dove, per comodità di calcolo, si è posto:

$$C=2c\ .$$

Quanto al valore complessivo della corrente è manifesto che deve essere:

$$i_1+i_2=-\frac{dq}{dt}\ ,$$

ove si attribuisca il segno + alle correnti che partono dall'armatura del condensatore, che da principio è carica di elettricità positiva.

Rimane a vedersi come il flusso si distribuirà nei due fili; ma, per ipotesi, questo deve avvenire in modo che la W_m sia minima:

E la condizione del minimo sarà:

$$0=\frac{\partial}{\partial i_1}\left[L_1 i_1^2-2M i_1\left(i_1+\frac{dq}{dt}\right)+L_2\left(i_1+\frac{dq}{dt}\right)^2\right]\ ,$$

$$=2\left[L_1 i_1-M\left(i_1+\frac{dq}{dt}\right)-M i_1+L_2\left(i_1+\frac{dq}{dt}\right)\right]\ ;$$

di quì si ricava:

$$i_1 = \frac{M - L_2}{L_1 - 2M + L_2} \frac{dq}{dt}; \tag{3}$$

si ottiene anche:

$$i_2 = \frac{M - L_1}{L_1 - 2M + L_2} \frac{dq}{dt}. \tag{4}$$

Tenendo conto della (3) e della (4) la (2) si può scrivere:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{q^2}{2c} + \frac{1}{2(L_1 - 2M + L_2)^2} \left[L_1(M-L_2)^2 + 2M(M-L_1)(M-L_2) + L_2(M-L_1)^2 \right] \left(\frac{dq}{dt}\right)^2 \right\} + \frac{R_1(M-L_2)^2 + R^2(M-L_1)^2}{(L_1 - 2M + L_2)^2} \left(\frac{dq}{dt}\right)^2 = 0,$$

ossia:

$$\frac{q}{c} + \frac{L_1L_2 - M^2}{L_1 - 2M + L_2} \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R_1(M - L_2^2) + R_2(M - L_1^2)}{(L_1 - 2M + L_2)^2} \frac{dq}{dt} = 0. \tag{5}$$

Poniamo:

$$L = \frac{L_1L_2 - M^2}{L_1 - 2M + L_2}, \tag{6}$$

$$R = \frac{R_1(M - L_2)^2 + R_2(M - L_1)^2}{(L_1 - 2M + L_2)^2}; \tag{7}$$

è chiaro che la quantità L avrà le dimensioni di un coefficiente di induzione, e la quantità R quelle di una resistenza [1]).

Ma se si fa uso della (6) e della (7) la (5) diventa:

$$\frac{q}{c} + L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} = 0; \tag{8}$$

1) È interessante osservare che se si ammette che sia:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{M - L_1}{M - L_2},$$

viene:

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

cioè la formola ordinaria per la resistenza di un conduttore a due via.

questo resultato ha un senso fisico molto semplice e si può enunciare dicendo che:

« *Quando si provoca la scarica di un condensatore, col riunire le sue armature per mezzo di due fili distinti, la quantità di elettricità, che insiste sopra una di tali armature, varia con la stessa legge, secondo la quale varierebbe se il filo di congiunzione fosse uno solo, con le costanti* L *ed* R, *definite dalla* (6) *e dalla* (7) ».

L' equazione (8) ha per integrale una funzione periodica del tempo, ove sia:

$$\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{Lc}\,; \tag{9}$$

in questo caso, supposto $q = q_0$ e $\frac{dq}{dt} = 0$ all'origine del tempo, si trova:

$$\left\{ \begin{aligned} q &= q_0\, e^{-\frac{R}{2L}t} \left(\cos\alpha t + \frac{R}{2L\alpha} \operatorname{sen} \alpha t\right) \\ \frac{dq}{dt} &= -\frac{q_0}{L\alpha c}\, e^{-\frac{R}{2L}t} \operatorname{sen}\alpha t \end{aligned} \right. \tag{10}$$

[2]).

Quì si è scritto α in luogo di:

$$\sqrt{\frac{1}{Lc} - \frac{R^2}{4L^2}}\,.$$

Quando $\frac{R^2}{4L^2}$, cioè:

$$\frac{[R_1 (M - L_2)^2 + R_2 (M - L_1)^2]^2}{4 (L_1 L_2 - M^2)^2 (L_1 - 2M + L_2)^2}\,,$$

è molto piccolo, α diventa uguale a $\frac{1}{\sqrt{Lc}}$, ed il periodo di oscillazione della scarica è dato da:

$$T = 2\pi \sqrt{Lc} = 2\pi \sqrt{\frac{L_1 L_2}{L_1 - 2M + L_2}\, c}\,. \tag{11}$$

2) Non ha senso per noi di cercare ciò che accade nel caso della soluzione aperiodica. Tale caso è escluso a priori.

Le formole (3) e (4) forniscono immediatamente la legge con la quale la corrente si distribuisce nei due conduttori; dividendole membro a membro si ricava infatti;

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_2 - M}{L_1 - M} . \tag{12}$$

È una relazione nella quale non entrano affatto le resistenze ohmiche.

2. Tutti i calcoli si semplificano di molto se si ammette che la forma e la posizione dei due fili sia tale che i fenomeni di induzione mutua siano trascurabili rispetto a quelli di autoinduzione.

In particolare le formole (6), (7), (11) e (12) vengono sostituite con queste altre:

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} , \tag{6'}$$

$$R = \frac{R_1 L_2^2 + R_2 L_1^2}{(L_1 + L_2)^2} , \tag{7'}$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} c} , \tag{11'}$$

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_2}{L_1} . \tag{12'}$$

L' equazione (11)' mostra che il periodo della scarica è minore di quello, che si avrebbe impiegando uno solo, ad arbitrio, dei due conduttori.

La (12)' esprime il resultato elegante che i coefficienti di induzione, per quello che riguarda la distribuzione della corrente, tengono quì la stessa parte, che le resistenze, nel caso delle correnti continue [1]).

3. Ed ora cerchiamo di risolvere l' altra parte della nostra quistione; occupiamoci cioè di costruire un *modello dinamico* per i fenomeni, che abbiamo studiato.

1) È naturale del resto che avvenga così, dal momento che, nel caso, che ci occupa, le due energie hanno la medesima forma, e la distribuzione si ottiene imponendo all' una o all' altra, secondo i casi, la condizione del minimo.

Vedremo che la cosa è possibile in un determinato modo, dal che segue senz' altro che il problema ammette infinite soluzioni differenti.

Un corpo rigido con una retta fissa costituisce, come è noto, un monociclo, cioè un sistema, la cui posizione si può assegnare dando un'unica variabile ciclica. Quindi, per questo solo motivo, un corpo, che rota intorno ad un asse, fornisce un modello di un circuito elettrico. Nella rappresentazione la forza meccanica corrisponde alla forza elettromotrice; l' angolo, del quale il sistema ha girato, a partire da una posizione arbitraria, è l' imagine della quantità di elettricità; la velocità angolare raffigura l' intensità del flusso; e, finalmente, il momento di inerzia e la resistenza di attrito tengono le veci del coefficiente di autoinduzione e della resistenza ohmica.

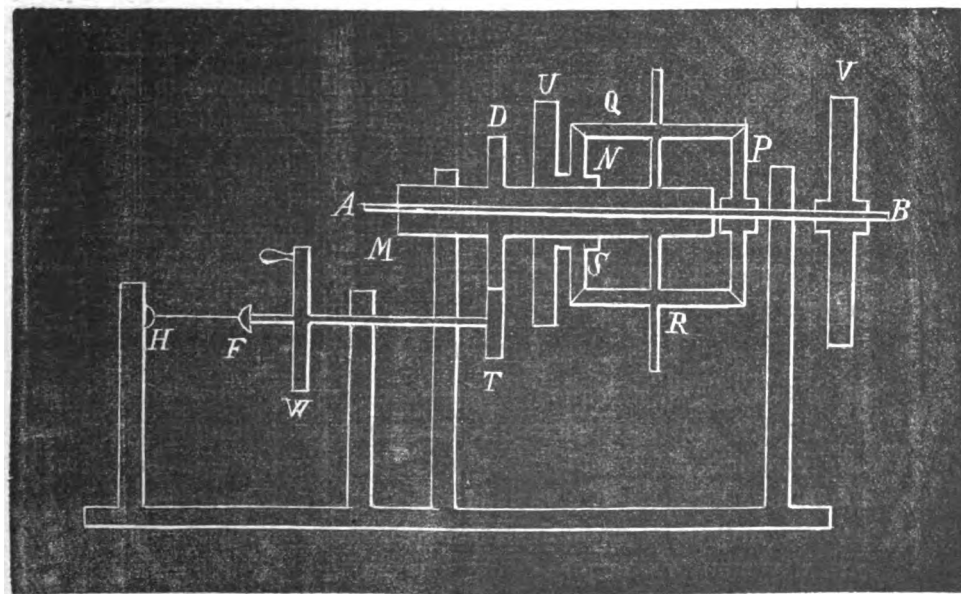
Segue subito di qui che una terna di circuiti, disposti in modo da evitare gli effetti induttivi, avrà per imagine una terna di corpi, che rotano ciascuno per suo conto intorno ad altrettanti assi.

Ma se vogliamo che due fra i circuiti siano in derivazione sul terzo, bisognerà che i movimenti risultino tali da rispettare la legge del Kirchhoff, secondo la quale tanta elettricità percorre il ramo unico, quanta ne passa, in tutto, nei due rami della derivazione. In altre parole si dovrà disporre l' apparecchio in guisa che, sommando gli angoli, dei quali hanno girato, a partire dal riposo, due fra i sistemi, si ottenga appunto la quantità corrispondente per il terzo sistema.

La condizione si verifica nel modello rappresentato dalla figura. Lo descrivo in poche parole.

Sopra un asse orizzontale A B, portato da due ritti, sono fissati a vite un pignone conico P ed un volano V; questi organi, formanti sistema, intendiamo che rappresentino uno fra i circuiti derivati.

Sopra l' asse medesimo si infila ancora un manicotto M, che reca alla sua volta una rota dentata D, e due aste normali ad A B. Intorno alle quali girano due pignoni conici Q ed R, costituiti in tutto come P, ed ingrananti con esso. Sarà questo il modello della congiunzione fra il tratto di circuito che offre una sola via all' elettricità, e i due, che se ne staccano.

In terzo luogo sul manicotto M se ne infila un altro, N, col volano U e il pignone S. S è uguale ai tre pignoni P, Q, R

ed ingrana con gli ultimi due. Per tal modo si è anche trovata un' imagine del secondo circuito derivato.

Finalmente sopra un asse, parallelo ad A B, si fissano la rota dentata T ed un ultimo volano W. T ingrana con D, ed ha un diametro due volte più piccolo. Questa è la rappresentazione del tratto unico del nostro conduttore.

W è fornito di manovella, così che gli si può imprimere un movimento; il quale si comunicherà ai due volani U e V. Viceversa, se U e V girano in un certo modo, anche W si deve muovere. Ed è facile vedere come questo accada.

Supponiamo in primo luogo che U e V rotino del medesimo angolo q; manifestamente anche il manicotto M rota di altrettanto.

Se invece U rota di q e V di $-q$, il sistema M rimane in riposo.

Ciò posto siano q_1 e q_2, qualunque, le rotazioni di U e di V; si potrà scrivere in ogni caso:

$$q_1 = \frac{q_1 + q_2}{2} + \frac{q_1 - q_2}{2} ,$$

$$q_2 = \frac{q_1 + q_2}{2} - \frac{q_1 - q_2}{2} ,$$

dalle quali uguaglianze segue senz' altro che il manicotto M gira dell' angolo:

$$\frac{q_1 + q_2}{2} .$$

Ora è evidente che il volano W compie sempre una rotazione doppia di quella di M, questa grandezza ha dunque per valore:

$$q_1 + q_2,$$

sicchè la legge di Kirchhoff è rispettata.

Volendo poi rappresentare il condensatore, si osservi che esso introduce nel circuito una forza elettromotrice, proporzionale alla quantità di elettricità che vi si accumula, e diretta in senso inverso al flusso di carica. Bisognerà dunque collegare il volano W con un organo, che sia in grado di opporre alle rotazioni uno sforzo, il quale cresca come la loro grandezza. Questo si fa nel modo più semplice fermando all' asse di W e T uno dei capi, F, di un filo elastico, il cui secondo estremo, H, si mantiene in posizione invariabile.

Propriamente il modello corrisponde al caso elettrodinamico studiato nel paragrafo 2, se si ammette che siano trascurabili i momenti e gli attriti dei sistemi M e W.

È facile poi costruire degli apparecchi, i quali rappresentino ciò che accade, ove i circuiti derivati siano in numero n qualunque. Basta per questo ripetere $n - 1$ volte la disposizione, trattando ogni volta l' ultimo asse come dianzi si è trattato il primo.

Pisa, Istituto fisico dell' Università, Maggio 1897.

PRIMO SAGGIO DI RICERCHE SPERIMENTALI SULLA MISURA DELLA DENSITÀ DEI LIQUIDI E SULL' EFFETTO CAPILLARE CON UN NUOVO AREOMETRO DI PRECISIONE,

del Dott. ALESSANDRO SANDRUCCI.

Gli ordinari areometri e densimetri non sono adatti a fornire la densità dei liquidi con sufficiente precisione, come dimostrano i lavori di Langberg [1]), Roster [2]), Duclaux [3]), Wan der Mensbrugghe [4]) e Marangoni. Le azioni capillari, mutabili naturalmente da liquido a liquido, lo sono anche nel medesimo liquido per le variazioni dell' imbrattamento della superficie [5]) della cosidetta « costante di capillarità » [6]) e dell' angolo di raccordamento fra la superficie solida bagnata ed il liquido bagnante [7]); e per i cambiamenti nella tensione superficiale, dipendenti dalle variazioni di area della superficie liquida [8]). Questa mutabilità dell' effetto capillare può produrre sui galleggianti azioni perturbatrici tali, che il Duclaux trova essere con certi areometri illusoria la 3ª cifra decimale nella misura delle densità e con certi densimetri falsa perfino la 2ª: tanto che crede giusto concludere, la determinazione dei pesi specifici dei liquidi con l' areometro essere « una impossibilità fisica ». — Il metodo del doppio volumetro, immaginato dal Prof. Marangoni [9]), eliminando completamente l' azione nociva

1) Ueber den Einfluss der Capillar-attraction auf Aräometer-Messungen. (Poggendorff's Annalen, 1859, t. 106, pag. 299).

2) Nuovi fatti che dimostrano la inesattezza degli areometri per misurare la densità dei liquidi (Lo Sperimentale, anno 22°, pag. 265-269, 1870).

3) Sur l' influence de la tension superficielle des liquides sur les mesures aréométriques. (Journal de Physique, pag. 169-204; 1872).

4) Sur les moyens d' evaluer et de combattre l' influence de la capillaritè dans la densimetrie. (Bulletin de l' Académie R. de Belgique; I. 16, 1888). — Sur la tension superficielle des liquides. (Mem. de l'Acad. de Belgique, 1869).

5) Prof. Marangoni Carlo Errori prodotti dalla capillarità nelle misure cogli areometri (Rivista Scientifico Industriale. Firenze, 1880).

6) Idem. La Staderina dei coseni e le variazioni della costante di capillarità. (Rendiconti dell' Accad. dei Lincei. Seduta del 6 Gennaio 1889).

7) G. Quincke. Ueber die Bestimmung der Capillarcostanten von Flüssigkeiten. (Wiedemann 's Annalen; Bd. 27°, 1886).

8) Marangoni. Variazione della tensione al variare dell' area delle superficie liquide. (Rend. Accad. dei Lincei. Seduta del 6 Gennaio 1889).

9) Il doppio volumetro per la determinazione del peso specifico dei liquidi. (Nuovo Cimento, Settembre e Ottobre 1886).

della capillarità, cerca porre riparo a simili inconvenienti; però sembra si incontrino difficoltà nella costruzione opportuna delle scale sui due volumetri e l'autore ancora non ci ha fatto conoscere il relativo metodo pratico nè i risultati numerici degli esperimenti.

Espongo da parte mia adesso un metodo teorico ed una conseguente disposizione sperimentale che, impiegando un solo areometro, elimina le scale empiriche, rendendo precisa la lettura del punto di affioramento, e cerca ridurre trascurabile l'effetto capillare in modo da ottener sicura anche la 3ª cifra decimale nel valore della densità; ed unisco le tavole coi primi resultati ottenuti, i quali, benchè certo non perfetti, credo lascino adito a sperare da perfezionamenti ulteriori nel metodo e nell'apparecchio, resultati ben più soddisfacienti.

Si immagini un ordinario areometro (tipo Fahrenheit) a cannello piuttosto lungo e rigorosamente cilindrico, galleggiante sovra un liquido di densità Δ, capace di bagnarlo. Sia p il peso dell'istrumento, r il raggio del cannello, α il coefficiente di capillarità, ω l'angolo di raccordamento del menisco concavo col cannello, v il volume della parte dell'istrumento immersa nel liquido, u il volume della parte immersa invece nell'aria, la cui densità rapporto a l'acqua sia indicata da d. La componente verticale della tensione superficiale agente sul cannello sarà $2\pi r\alpha \cos\omega$ e la spinta verticale subita dall'areometro $v\Delta + ud$. La condizione di equilibrio del galleggiante sarà dunque:

$$p + 2\pi r \alpha \cos\omega = v\Delta + ud. \tag{1}$$

Si supponga di poter dare al peso dell'areometro un accrescimento P. L'areometro si immergerà di più nel liquido, la cui densità potremo supporre rimanere invariata nel tempo: una certa parte del cannello, di volume β, che prima trovavasi nell'aria, ora sarà totalmente immersa nella massa fluida: α ed ω saranno divenuti α_1 ed ω_1, perchè l'affondarsi dello strumento sarà stato bastante a modificare le condizioni della superficie del liquido; ed avremo quindi la nuova condizione di equilibrio espressa da

$$(P + p) + 2\pi r \alpha_1 \cos\omega_1 = (v + \beta)\Delta + (u - \beta) d. \tag{2}$$

Sottraendo dalla (2) la (1) si otterrà:

$$(3)\qquad P + 2\pi r (\alpha_1 \cos\omega_1 - \alpha \cos\omega) = \beta(\Delta - d)$$

da cui:

$$(4)\qquad \Delta = \frac{P}{\beta} + \frac{2\pi r}{\beta}(\alpha_1 \cos\omega_1 - \alpha\cos\omega) + d\,.$$

La differenza contenuta nella parentesi rimarrà incognita, perchè non sarà possibile determinare con sufficiente precisione i valori di α, α_1; ω, ω_1. Potrà però cercarsi di rendere più piccolo che sia possibile l' intero termine $\frac{2\pi r(\alpha_1\cos\omega_1 - \alpha\cos\omega)}{\beta}$ che scriverò per semplicità $\frac{2\pi r A}{\beta}$, tanto da poterlo trascurare senza sensibile errore nella misura di Δ, specialmente se in questa ci si contenterà di raggiungere l' esattezza fino alla 3ª cifra decimale. Ora:

1°. A potrà ridursi assai piccola procurando con un artifizio sperimentale di compensare la variazione prodotta nella tensione superficiale dall' affondarsi dell' areometro.

2.° Il fattore $\frac{2\pi r}{\beta}$ che potrà scriversi $\frac{2}{r.h}$ quando si chiami h la lunghezza della porzione di cannello cilindrico che si immergerà nel liquido per effetto dell' aumento di peso P, potrà ridursi piccolo, procurando di rendere grandi i valori di r e di h, col fare ben grosso il cannello e considerevole P.

Non parrà dunque impossibile raggiungere la trascurabilità del 2° termine nel 2° membro della (4) e quindi nemmeno impossibile che la densità del liquido venga, col grado d' esattezza richiesto, data dalla formula:

$$\Delta = \frac{P}{\pi r^2 . h} + d$$

ossia, ponendo $\frac{1}{\pi r^2} = \text{cost} = C$:

$$(5)\qquad \Delta = C\frac{P}{h} + d\,.$$

La quantità d relativa all' aria, cioè la densità, benchè piccola non potrà affatto venir trascurata. Infatti, p. e. a + 30°

e 720 mm. di pressione (assumendo valori della temperatura e della pressione tali che possano dare per d uno dei valori sperimentali più piccoli) si ha [1]: $d = 0,001104$ quantità che ha influenza anche sulla 3ª cifra decimale del valore di **Δ**.

Nell'apparecchio da me immaginato [2]) (Tav. I, fig. 1) l'areometro è un galleggiante in vetro, composto d'un corpo sferoidico del diametro di 4 centimetri e di un cannello cilindrico di quasi un centimetro di diametro e della lunghezza di circa sei centimetri. La regolarità di un tal cilindro è stata rilevata dal costruttore ben grande, poichè in ventitrè misure eseguite con calibro esatto sopra l' intero cannello, la differenza massima riscontrata nei diametri è stata inferiore a mm. 0,03. Tutto l' areometro è attraversato nella sua lunghezza da un filo di platino che, a tenuta di liquido, esce fuori dall' estremo inferiore sotto forma di anellino e si unisce in alto alla ghiera di alluminio che chiude il cannello. Mediante questa ghiera l' areometro è fortemente fissato con vite ad un telaio di grosso filo d' alluminio, di forma rettangolare, destinato a star verticale sul liquido insieme all' areometro, ed il cui lato inferiore, piegato ad angolo nel mezzo, porta un piattello piano e circolare di ottone, dal cui centro discende in basso una asticina conica d' avorio, lavorata all'estremo con cura in punta assai fina. Quest' asta, fissata a vite al piattello, può venir sostituita da un' asticella simile in acciaio, di identico peso. La costruzione è curata in modo che l' asse dell' areometro sia posto nel piano del telaio e passi pel centro del piattello e per l' estremo della punta d' avorio.

La vaschetta di cristallo che deve contenere il liquido, è cilindrica e posa sopra una mensola in legno di forma circolare, la quale con una appendice laterale può fissarsi orizzontalmente per mezzo di vite robusta alla cima di una grossa colonna di ferro; questa sorge perpendicolarmente da un piano di legno di forma trapezoidale che serve di base a tutto l'apparecchio e che mediante 3 viti di livello in ottone, può mettersi ben parallelo all' orizzonte.

1) V. Gabba. Manuale del Chimico e dell' Industriale. Hoepli 1889, pag. 66.

2) Costruito con cura dalla Ditta Dall' Eco (Ing. Giorgio Santarelli successore) di **Firenze**.

Dalla mensola e a poca distanza dal luogo dove va posata la vaschetta, si innalza verticalmente un' asta cilindrica di ottone, che, un po' prima della metà porta un piccolo serrafili e dopo questo è graduata fino alla cima in centimetri e millimetri, dal basso all' alto: la graduazione estendesi per cm. 10. Lungo quest' asta può scorrere ed essere fissato con vite di pressione un piccolo cursore con un braccio orizzontale in ottone e all' estremità di questo è fissato con ghiera un tubo di vetro ben cilindrico, di diametro eguale a quello del cannello dell' areometro. Questo tubo lungo cm. 11 ed attraversato da un filo di platino nella stessa maniera che il galleggiante in vetro, è destinato a stare in parte immerso nel liquido presso la parete ed a scendere o salire parallelamente all'asta d' ottone, cioè in direzione verticale.

Per misurare con precisione le immersioni verticali dell' areometro, v' ha un apparecchio micrometrico solidamente fissato al piano trapezoidale, sotto la mensola in legno. Consta di una vite micrometrica, lunga cm. 8 e del passo di 1 mm., girevole intorno al proprio asse perpendicolare al piano dell' apparecchio. La rotazione può effettuarsi mediante un tamburo inferiore la cui superficie cilindrica è divisa in 100 parti eguali: una punta di ottone serve a fare le relative letture. La vite, girando, fa sollevare od abbassare una madrevite di ottone che porta nel suo moto una mensola orizzontale con un piattello, ambedue in metallo: il piattello circolare ha il centro sensibilmente sull' asse della vaschetta contenente il liquido e sostiene una vaschettina cilindrica di cristallo, larga quanto lui e contenente tanto mercurio da presentare una superficie speculare completa. Una piastrina di acciaio verticale, connessa colla madrevite mobile, porta inciso un tratto nel suo mezzo e può scorrere lungo una graduazione in centimetri e millimetri, scolpita sopra una laminetta di acciaio ben parallela all' asse della vite. Tale graduazione ha il suo zero in basso e si estende per centimetri sette. Sopra una piccola appendice del piattello-mensola, trovasi un serrafili con due viti: una delle quali stringe un filo di rame che, curvandosi, va a pescare nel mercurio della vaschetta.

Per sperimentare, messo a galleggiare l' areometro (col

cannello quasi del tutto emerso) sul liquido di cui intendo misurare la densità, riempiente la vaschetta fino a circa un centimetro dall' orlo, convenientemente livellato il piano dell' apparecchio e messo a posto il cursore di ottone col tubo « correttore », determino:

1.° La pressione barometrica b.

2.° La temperatura t_a dell' aria nelle vicinanze dell' apparecchio.

3.° La temperatura t_l del liquido.

Fatto ciò, con l' estremo di una bacchettina di vetro tocco, girando intorno alla vaschetta, il menisco che fa il liquido bagnando il vetro, per fare in modo che in ogni punto il vetro sia ben bagnato e leggermente lo sia anche un po' al di sopra del menisco stesso.

Quindi, procurato che l' areometro stia sensibilmente nel mezzo della vaschetta, girando il tamburo della vite, sollevo la vaschetta col mercurio fino a produrre il contatto colla punta del piattello. Se il liquido è cattivo conduttore della corrente elettrica, determino l' affioramento col metodo ottico applicato nel barometro di Fortin, adoperando una forte lente d' ingrandimento per meglio cogliere l' istante in cui la punta coincida con la propria immagine. Ma se il liquido è conduttore, adopero il metodo elettrico, ponendo in luogo dell' asticella di avorio quella di acciaio. Nel circuito di una pila di debole energia (un elemento Leclanché è ottimo per questo scopo) inserisco un reostato, un galvanometro assai sensibile ed un reotomo: unisco gli estremi di un tale circuito rispettivamente col serrafili dell' asta che porta il tubo correttore e con quello che si trova sulla mensoletta mobile. Badando alla disposizione dei fili di platino e delle parti dell' apparecchio, vedesi immediatamente che il circuito della pila verrà chiuso ogniqualvolta la punta d' acciaio tocchi la superficie del mercurio. di maniera che, girando con precauzione e con molta lentezza il tamburo della vite micrometrica, non appena vedasi deviare l' ago del galvanometro, si potrà esser sicuri dell' avvenuto contatto della punta col mercurio.

Ottenuto l' affioramento, prendo nota del numero di centimetri e frazioni segnati dal tratto inciso sulla piastrina

mobile: sia questo N. Girando la vite micrometrica faccio discendere convenientemente la vaschetta col mercurio: quindi pongo sul piattello del telaio il massimo peso compatibile colla densità del liquido, le dimensioni del cannello e quelle verticali della grande vaschetta. Lasciando discendere con lentezza l' areometro, allorquando esso è fermo, sollevo di nuovo la superficie del mercurio fino a riprodurre l' affioramento colla punta. Sia N_1 il numero di centimetri segnati sulla scala dal segno della piastrina. La differenza $N - N_1$ potrà dare una idea dell' abbassamento subito dall' areometro, ma non potrà misurare ancora con precisione il valore h da introdursi nella (5), occorrendo due correzioni facilissime a prevedersi:

1ª L' immersione del cannello avrà fatto innalzare il livello del liquido nel recipiente che lo contiene e con esso l'intiero galleggiante. Date le dimensioni relative della vaschetta e del cannello, tale innalzamento potrà raggiungere fin millimetri 0,4. Converrà dunque correggere l' abbassamento $N - N_1$ e la correzione dovrà essere additiva.

2ª L' aggiunta del peso P sul piattello di ottone avrà prodotta una deformazione elastica del telaio, avente per effetto di fare abbassare la punta un po' più di quanto è dovuto al puro effetto idrostatico. Questa correzione da apportarsi ad $N - N_1$ sarà diminutiva.

Dunque, chiamate c e c_1 tali correzioni si avrà

$$h = (N - N_1) + c - c_1. \tag{6}$$

La correzione prima la eseguisco sperimentalmente senza bisogno di conoscerne il valore. Trovato il 2° affioramento e la differenza $N - N_1$, innalzo il tubo correttore di quanto è il valore di tale differenza. Certo la correzione ottenuta in tal modo non è matematicamente esatta e potrebbe anche parer grossolana, non potendosi tener conto esatto delle più piccole frazioni di millimetro. Ma fisicamente i resultati saranno soddisfacienti. Infatti la sezione della vaschetta cilindrica è cm. quadri 95,0334 e quella del tubo correttore (supposto 1 cm. il diametro, il che è assai vicino alla verità) cm. quadri 0,7854.

Immaginando di commettere nell' emersione del tubo correttore l' errore lineare veramente straordinario di $^1/_2$ millimetro, si avrebbe per l' errore x sulla correzione c:

$$x = \frac{0^{cq},7854 \times 0^{c},05}{95^{cq},0334} = 0^{c},0004$$

cioè una quantità non apprezzabile con sicurezza sull' apparato micrometrico, quindi rientrante nel gruppo degli inevitabili errori sperimentali.

Non appena sollevato il tubo correttore innalzo la vaschetta col mercurio e trovo un terzo affioramento della punta. Sia N'_1 il numero dei centimetri segnato dalla piastrina mobile, si avrà:

$$N - N'_1 = (N - N_1) + c$$

quindi

$$h = N - N'_1 - c_1. \tag{7}$$

Subito dopo eseguita la lettura di N'_1 determino:

1.° La nuova pressione barometrica b'.

2.° La temperatura t'_a dell' aria.

3.° La temperatura t'_l del liquido.

e mi servo nei calcoli voluti dalla formula (5) e dai necessarii confronti, dei valori medii fra questi e gli analoghi precedenti.

La seconda correzione c_1 l'ho determinata preventivamente una volta per sempre. Con una disposizione che parmi inutile descrivere, ma che assicurava la verticalità dell' asse dell'areometro, ho fissato stabilmente questo nello spazio per la ghiera, immediatamente al di sopra della vaschetta col mercurio. Trovato un affioramento della punta senza peso addizionale, ho determinato colla vite micrometrica gli abbassamenti subiti dalla punta sotto l' azione di pesi sempre crescenti messi nel piattello. Ecco i resultati.

TABELLA I.

Pesi addizionali (gr.)	Grado della scala senza peso addizionale (mm.)	Grado della scala dopo peso addizionale (mm.)	c_1 (mm.)
0,5	37,31	37,295	0,015
1	»	37,28	0,03
1,5	»	37,265	0,045
2	»	37,24	0,07
2,5	»	37,22	0,09
3	»	37,20	0,11
5	»	37,13	0,18

Per ognuno dei pesi ho ripetuto due volte la prova, cercando sempre in ognuno dei 14 esperimenti eseguiti l' affioramento della punta a piattello vuoto. Ho trovato sempre identici resultati.

Il tubo correttore permette all' apparecchio di compensare a sufficienza la variazione nella tensione superficiale prodotta dall' immergersi del galleggiante. Tale variazione proviene principalmente da due cause:

1ª L' imbrattamento maggiore del liquido pel fatto che esso si solleva lambendo la parete della vaschetta.

2ª L' inevitabile variazione di area nella superficie liquida durante questa ascensione.

Ora, sollevando il tubo correttore di quanto si è abbassato il cannello, si riduce con molta approssimazione l' imbrattamento a quello che era prima, e si produce una variazione di area in senso inverso alla precedente e capace di neutralizzarne subito gli effetti. Del resto le variazioni di area sono transitorie; e basterà lasciar passare anche solo una trentina di secondi per poter essere sicuri che la tensione superficiale abbia ripreso il suo primitivo valore. Sicchè mentre si ricercherà il 3° affioramento, gli effetti dell' imperfetto compenso di variazione di area, se ve ne saranno, si elimineranno di per sè.

Durante l' esperimento la tensione superficiale può mutare anche per il depositarsi del pulviscolo aereo sulla superficie del liquido e quindi per variazione d' imbrattamento indipendente dalle manipolazioni dell' apparecchio. Ho cercato di diminuire gli effetti di tal causa perturbatrice:

1.° Riducendo, compatibilmente colla precisione, a minim termini la durata di ogni esperimento.

2.° Lavorando in una stanza, dirò così, ad aria ben pulita [1]).

L' apparecchio potrebbe presentare dei difetti fra cui i principali potrebbero essere:

1.° Mancanza di precisione nell' apparato micrometrico.

1) Per diminuire il pulviscolo nell' aria ho procurato di fare le esperienze in giorni senza vento, tenendo chiusi con molta cura gli spiragli e sperimentando solo dopo aver lasciato nel laboratorio tranquilla l' aria per parecchie ore.

2.° Imperfetta determinazione della sezione del cannello areometrico e quindi della costante c.

Difetto 1.° — La vite micrometrica è stata costruita sopra un tornio parallelo su cui venne costruita già una vite per macchina da dividere, riuscita quasi perfetta. La perpendicolarità dal suo asse al piano dell' apparecchio l' ho riscontrata fisicamente giusta. Tuttavia mi è nato il dubbio che tutte le cure usate non siano bastate ad impedire il beccheggio della mensola sostenente la vaschetta col mercurio. Questo potrebbe venir singolarmente favorito dal peso non trascurabile del liquido, e, se assai rilevante, potrebbe apportare gravi imprecisioni nei risultati.

Per rintracciarne l' esistenza e la grandezza, ho immaginato la seguente prova sperimentale. Tolte dall' apparecchio la mensola in legno e la colonna di ferro, ho messo a posto la vaschetta con l' ordinaria quantità di mercurio. Sul bordo della vaschetta, che è passato alla ruota e per ciò ben situato in un piano con tutti i suoi punti, ho collocato una tavoletta di legno assai regolàre e su questa uno specchietto piano a forma di circolo. Portato il tutto in una camera oscura, ho fatto cadere sullo specchio un fascetto di raggi luminosi che, riflettendosi, andava a colpire una parete della stanza. Quindi, badando che il fascetto di raggi si trovasse nel piano passante pel centro dello specchietto (ossia del piattello che regge la vaschetta) e per l' asse della vite e girando questa sempre nel medesimo senso, ho notato ad ogni giro lo spostamento verticale del raggio riflesso sulla parete. Per una sessantina di giri, lo spostamento ad ogni giro non ha mai superato *due* centimetri, sia durante l' innalzarsi che l' abbassarsi della vite. Confermando poi l' esperienza che il beccheggio per una metà del giro della vite porta la mensola e lo specchietto a fare un angolo al di sopra e per l' altra metà al di sotto del piano orizzontale, si potrà supporre che questi angoli siano uguali e che lo spostamento del raggio riflesso, per un angolo massimo di beccheggio al di sopra e al di sotto dell' orizzontale, sia, sulla parete, di un centimetro.

Rappresenti ora (fig. 2) fs il piano orizzontale dello specchietto. In m cada il fascetto am coll' angolo d' incidenza i e,

riflettendosi, colpisca la parete verticale $p\,p_1$ nel punto q. Sia $A\,f\,A'$ l' asse della vite micrometrica. Se $f\,s'$ sarà la posizione presa dal piano dello specchietto ad un certo giro della vite, facendo, per esempio, in basso l' angolo massimo di beccheggio x, trascurando lo spostamento verticale perchè al massimo di mm. $^1/_2$, il raggio incidente colpirà lo specchietto in d, formando un nuovo angolo di incidenza i_1 e, riflettendosi, andrà a colpire la parete in q_1. La lunghezza $q\,q_1$ sarà, secondo l'esperienza, di un centimetro. Sia g il punto d' incontro dei prolungamenti dei due raggi riflessi nelle due posizioni dello specchietto ed ω l' angolo da essi formato. Intorno a tal punto sarà come se avvenisse la rotazione del raggio mobile riflesso, durante lo spostamento in basso dello specchietto. Si ha, badando alla figura: $\omega = 2\,x$ e conoscendo la lunghezza $g\,q = \rho$ si potrà determinare x. Ma ρ è composto di due parti, cioè $m\,q$ ed mg, di cui la seconda non può misurarsi sperimentalmente. La parte $m\,q$ potrà però determinarsi col teorema di Pitagora, quando si conoscano i cateti del triangolo rettangolo di cui essa è ipotenusa e che sono: 1.° la distanza verticale $g\,t$ dal punto in cui il raggio mobile incontra la parete, al piano orizzontale dello specchietto. 2.° La distanza $m\,t$ che corre dal centro dello specchietto alla parete. Nella esperienza fatta ho trovato con misura diretta: $q\,t =$ m. 1,945; $m\,t =$ m. 3,40; da cui si ricava $m\,q =$ m. 3,92. Resta a calcolarsi $m\,g$. Dalla figura si ottiene facilmente:

$$\frac{m\,d}{m\,f} = \frac{\text{sen}\ (m\,f\,d)}{\text{sen}\ (m\,d\,f)} \qquad \frac{md}{mg} = \frac{\text{sen}\ (m\,g\,d)}{\text{sen}\ (m\,d\,g)}$$

quindi:

$$m\,g = m\,f\,\frac{\text{sen}\ (m\,f\,d)\ \text{sen}\ (m\,d\,g)}{\text{sen}\ (m\,d\,f)\ \text{sen}\ (m\,g\,d)}$$

cioè

$$(8) \qquad mg = m\,f\,\frac{\text{sen}\ x\ .\ \text{sen}\ 2\,i_1}{\cos\,i_1\ .\ \text{sen}\ 2\,x} = m\,f\,\frac{\text{sen}\ i_1}{\cos\,x}$$

e finalmente

$$(9) \quad m\,g = m\,f\,\frac{\text{sen}\ (i + x)}{\cos\,x} = m\,f\,\{\text{sen}\ i + \cos\,i\ \text{tang}\,x\}\ .$$

Potrà quindi scriversi, ponendo $mg = \rho_0$ e badando che l' angolo i è complementare dell' angolo α:

$$\rho = \rho_0 + mf \{\cos\alpha + \operatorname{sen}\alpha \operatorname{tang} x\}.$$

Ora dal triangolo $g\,q\,q_1$ ricavasi:

$$\frac{q\,q_1}{\rho} = \frac{\operatorname{sen}\omega}{\operatorname{sen}\beta} = \frac{\operatorname{sen} 2x}{\operatorname{sen}\beta}.$$

Ma è evidente che:

$$\operatorname{sen}\beta = \cos\delta = \cos(\alpha - \omega) = \cos\alpha \cos 2x + \operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen} 2x;$$

quindi:

$$(10)\quad \frac{q\,q_1}{\rho_0 + mf\{\cos\alpha + \operatorname{sen}\alpha\, tg\, x\}} = \frac{\operatorname{sen} 2x}{\cos\alpha \cos 2x + \operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen} 2x}.$$

Avendosi poi:

$$\frac{\operatorname{sen} 2x}{\cos\alpha\cos 2x + \operatorname{sen}\alpha \operatorname{sen} 2x} = \frac{\operatorname{tang} 2x}{\cos\alpha + \operatorname{sen}\alpha \operatorname{tang} 2x}$$

$$= \frac{2 \operatorname{tang} x}{\cos\alpha(1 - \operatorname{tang}^2 x) + 2\operatorname{sen}\alpha \operatorname{tang} x}$$

la (10) diviene, posto anche $q\,q_1 = 1$:

$$(11)\quad (2mf\operatorname{sen}\alpha + \cos\alpha)\operatorname{tang}^2 x + 2(\rho_0 + mf\cos\alpha - \operatorname{sen}\alpha)\operatorname{tang} x - \cos\alpha = 0$$

da cui:

$$(12)\quad \operatorname{tang} x = -\frac{\rho_0 + mf\cos\alpha - \operatorname{sen}\alpha}{2mf\operatorname{sen}\alpha + \cos\alpha} \pm \sqrt{\left(\frac{\rho_0 + mf\cos\alpha - \operatorname{sen}\alpha}{2mf\operatorname{sen}\alpha + \cos\alpha}\right)^2 + \frac{\cos\alpha}{2mf\operatorname{sen}\alpha + \cos\alpha}}.$$

Le funzioni trigonometriche dell' angolo α possono ricavarsi anch'esse dai dati dell' esperimento; infatti si ha $\operatorname{sen}\alpha = \frac{q\,t}{\rho_0} = \frac{194{,}5}{392} = 0{,}4961734$; $\cos\alpha = \frac{mt}{\rho_0} = \frac{340}{392} = 0{,}8673469$. Il valore di mf si può misurare su l' apparecchio come distanza dal centro dello specchietto all'asse della vite, resulta $mf =$ cm. 5,3. Sostituendo nella (12) i valori numerici (ρ_0 ed mf espressi in centimetri come già è stato espresso $q\,q_1$) si trova, prendendo naturalmente positivo il radicale:

$$\operatorname{tang} x = 0{,}0010935$$
$$x = 0°, 3', 46''.$$

Per calcolare l'errore nella misura micrometrica d'affioramento si può osservare che:

1.° Lo spostamento completo della vaschetta potrà decomporsi in un abbassamento del suo fondo mantenentesi orizzontale ed una successiva rotazione di $0°,3',46''$ intorno ad un asse orizzontale passante pel suo centro e perpendicolare al piano di beccheggio.

2.° Si potrà supporre che questa rotazione non muti il livello del mercurio nella vaschetta.

Dato questo, l'errore sarà eguale allo spostamento verticale subìto dal centro della vaschetta, che ruota con raggio mf, cioè eguale ad $mf \operatorname{sen} x$: e sostituendo i numeri si otterrà per l'errore ϵ:

$$\epsilon = \text{mm. } 0{,}058.$$

Questo errore mostrerebbe in realtà l'apparato micrometrico alquanto deficiente, perchè la precisione nella misura di h sarebbe desiderata fino ad $^1/_{100}$ di millimetro. Tuttavia si potrebbe, mi sembra, osservare: 1.° che il valore di esso è un massimo e nulla ci dice debba l'errore frequentemente avverarsi negli esperimenti con questo valore così alto; 2.° non essere impossibile che durante gli esperimenti, nei 3 affioramenti necessarii, nascano dei compensi in modo da rendere in definitiva nulla l'influenza dell'errore stesso.

In particolare poi, quando si tratterà di determinare con due successivi affioramenti una distanza fra due posizioni successive della punta che sia una frazione del millimetro, l'errore pel beccheggio sarà da parte sua una frazione assai piccola dell'errore rinvenuto, quindi assolutamente trascurabile. Laonde, i valori della correzione c_1 (tab. I) potranno seguitare ad essere usati senza sospetto d'imprecisione a causa del beccheggio.

Difetto 2.° — Mancandomi i mezzi per determinare con precisione sul cannello il valor medio del diametro (valore non fornitomi dal costruttore) ho ricorso all'esperimento per ottenere una specie di autocalibrazione del cannello stesso; e non potendo servirmi della formula (5) senza supporre a priori $A = 0$ o trascurabile, mentre l'apparecchio è stato costruito allo scopo di rintracciare se una tale trascurabilità possa venir

raggiunta o no, ho posta una ipotesi che mi sembra razionale, cioè:

« Per un medesimo liquido i valori di A si mantengono « costanti o differenti di quantità trascurabili, qualunque sia « il peso addizionale P messo sul piattello ». Tale ipotesi può avvalorarsi mediante le seguenti considerazioni:

1ª Essa non implica nulla circa la grandezza assoluta che voglia attribuirsi alla differenza $\alpha_1 \cos \omega_1 - \alpha \cos \omega$.

2ª È compatibile colle diversità nei valori della tensione superficiale al principio di ogni esperimento (dipendenti dalla temperatura, dal grado d'imbrattamento, ecc.), coll'imperfezione del compenso arrecato dal tubo correttore, e resa probabile dal fatto che a partire da un valore speciale dell'effetto capillare ad ogni singolo caso di galleggiamento senza peso addizionale P, i valori dell'effetto capillare finale verranno determinati, qualunque sia P, da operazioni simili (innalzamento del tubo correttore eguale *in ogni caso* all'abbassamento del cannello).

Suppostala giusta, siccome dalla (4) si avrà:

$$\mathrm{A} = \frac{h(\Delta - d)\,\pi r^2 - \mathrm{P}}{2\pi r} \tag{13}$$

potremo scrivere per due esperimenti con pesi addizionali P_1 e P'_1:

$$\frac{h_1(\Delta_1 - d_1)\,\pi r^2 - \mathrm{P}_1}{2\pi r} = \frac{h'_1(\Delta'_1 - d'_1)\,\pi r^2 - \mathrm{P}'_1}{2\pi r} \tag{14}$$

da cui:

$$\pi r^2 = \frac{\mathrm{P}_1 - \mathrm{P}'_1}{h_1(\Delta_1 - d_1) - h'_1(\Delta'_1 - d'_1)}\,. \tag{15}$$

Coi dati di varie coppie di esperimenti fatti con diversi valori del peso addizionale si potrà avere un certo numero di valori per πr^2 e, se non saranno identici, prenderne la media per trovare con approssimazione il valore della costante c che comparisce nella (5).

A raggiungere lo scopo, scelta l'acqua distillata per cui si conoscono i valori di Δ mediante le tavole del Rossetti, ho

eseguito in prima 6 esperimenti prendendo il peso addizionale P successivamente eguale a grammi 0,5 — 1 — 1,5 — 2 — 2,5 — 3; quindi, mutata l' acqua approfittando di un accrescimento nella temperatura, altri 3 con pesi addizionali di grammi 1 — 2 — 3.

Le tavole del Rossetti pei valori di Δ, che ho adoperato, sono quelle riportate nel manuale del chimico del Gabba (pagina 65), e quelle pei valori di d trovansi nello stesso manuale a pag. 66. Le une e le altre sono state da me convenientemente interpolate.

La tabella II presenta dettagliatamente i dati delle esperienze e non ha bisogno di spiegazione, perchè le varie colonne rappresentano i resultati del processo sperimentale nell' ordine con cui vengono realmente ottenuti e che ho già ampiamente descritto.

TABELLA II.

Numero d' ordine	Temperatura del liquido t_l Celsius	Temperatura dell' aria t_a Celsius	Pressione barometrica b (mm.)	Peso addizionale P (gr.)	Grado della scala con semplice zavorra N (mm.)	Grado della scala dopo correz. sperimentale N'_1 (mm.)	Immersione definitiva h $N-N'_1-c_1$ (cent.)	Densità dell' aria a t_a d	Densità dell' acqua a t_l Δ_1 (Rossetti)
1	21°	21°,3	756	0,5	51,745	45,55	0,618	0,0011934	0,998047
2	21,1	21,4	»	1	51,70	38,98	1,269	» 930	0,9980249
3	21,15	21,4	»	1,5	51,655	32,56	1,905	» 930	0,9980138
4	21,3	21,45	»	2	51,57	26,20	2,530	» 928	0,9979807
5	21,4	21,55	»	2,5	51,69	19,92	3,168	» 924	0,9979586
6	21,4	21,65	»	3	51,57	13,73	3,773	» 920	0,9979586
7	22,4	22,5	759	1	50,93	38,29	1,261	» 934	0,997736
8	22,4	22,45	»	2	50,84	25,56	2,521	» 936	»
9	22,4	22,4	»	3	50,77	12,94	3,772	» 938	»

Costruita la tavola, per determinare i valori di πr^2 colla (15), ho combinato due a due in tutti i modi possibili i primi sei esperimenti ottenendo per ciò quindici valori di πr^2.

Quindi anche i tre ultimi, ottenendo per ciò in tutto diciotto valori di cui ho preso la media aritmetica. Ecco i resultati:

Combinazioni degli esperimenti	Valori di πr^2
(1° - 2°)	0,770506
(1° - 3°)	0,779413
(1° - 4°)	0.787063
(1° - 5°)	0,786875
(1° - 6°)	0,794977
(2° - 3°)	0,788688
(2° - 4°)	0,795612
(2° - 5°)	0,792487
(2° - 6°)	0,801339
(3° - 4°)	0,805866
(3° - 5°)	0,794400
(3° - 6°)	0,805647
(4° - 5°)	0,786311
(4° - 6°)	0,807152
(5° - 6°)	0,829125
(7° - 8°)	0,796405
(7° - 9°)	0,799259
(8° - 9°)	0,802135
Valore medio =	0,795736

La costante c della formula (5) avrà dunque il valore 1,256698 e la formula stessa diverrà.

$$\Delta = 1,256698 \frac{P}{h} + d . \tag{17}$$

Per sottoporre al controllo dell' esperienza quest' ultima formula implicante la trascurabilità del termine:

$$\frac{2}{r \cdot h} (\alpha_1 \cos \omega_1 - \alpha \cos \omega)$$

ho eseguito una prima serie di 13 esperimenti sull' acqua distillata, i cui dati ho raccolti nella tabella III. Le esperienze sono state fatte dal 3 all' 11 Ottobre, mutando due volte il liquido: la tabella è quasi simile nella sua costruzione alla II, poichè le intestazioni delle colonne hanno lo stesso significato e non vi sono in più che una colonna pei valori della densità ricavati dalla (17) ed una per le differenze tra questi e i valori dati dal Rossetti alle medesime temperature. La tabella mostra che:

TABELLA III. — Acqua distillata.

N.	t_l	t_a	b	P	N	N'_1	$N-N'_1-c_1$ (h)	d	Δ (formula)	Δ_1 (Rossetti)	$\Delta-\Delta_1$ (differenze)
1	22°,4	22°,25	756	3	50,56	12,60	3,785	0,0011900	0,9972519	0,997736	—0,00048
2	21,6	21,5	759	»	52,85	14,95	3,779	» 974	0,9988408	0,9979144	+0,00092
3	21,5	21,4	»	»	52,79	14,85	3,783	» 978	0,9977863	0,9979365	—0,00015
4	20,6	20,9	»	»	52,44	14,56	3,777	» 998	0,9993718	0,9981318	+0,00124
5	21,25	21,75	760	»	52,35	14,39	3,785	» 980	0,9972602	0,9979957	—0,00073
6	21,6	22,1	»	»	52,48	14,45	3,792	» 966	0,9954204	0,9979144	—0,00249
7	22,4	22,4	759	»	50,96	12,97	3,788	» 938	0,9964672	0,997736	—0,00126
8	22,4	22,4	»	»	50,81	12,90	3,780	» 938	0,9985401	0,997736	+0,00080
9	21,15	21,65	»	»	50,725	12,695	3,792	» 968	0,9954206	0,998013	—0,00259
10	21,5	21,95	»	»	50,545	12,66	3,7775	» 956	0,9992352	0,9979565	+0,00127
11	21,65	22,15	»	»	50,51	12,63	3,777	» 948	0,9993668	0,997903	+0,00146
12	22,15	22,6	»	»	50,43	12,625	3,7795	» 930	0,9987044	0,9977922	+0,00091
13	22,2	22,3	758	»	50,11	12,19	3,781	» 926	0,9983083	0,997781	+0,00052

1.° Per 7 esperimenti su 13 la differenza col valore comunemente ritenuto esatto si innalza a meno di un millesimo del vero valore, essendo ora in più ora in meno.

2.° In 4 esperimenti la differenza sale ad una unità nella 3a cifra decimale.

3.° Solo in 2 sale a *due* unità.

Prendendo poi le medie dei valori di Δ e di Δ_1, si ha:

Densità media dell' acqua distillata	Coll' areometro	Secondo Rossetti
per 13 valori fra + 20°,6 e 22°,4	0,997844	0,997886

cioè coincidenza fino alla 4a cifra decimale.

Ho fatto poi una seconda serie di esperimenti sui miscugli di acqua distillata ed alcool, tenendo conto della evaporazione continua dell' alcool per la elevata temperatura dell' ambiente, col determinarne, al principio ed alla fine di ogni esperimento, la percentuale in volume mediante un assai sensibile ed esatto alcoolometro (prendendo i medii valori e correggendo l'effetto termico mediante le note tavole del Gay-Lussac « Instructions pour l' usage de l' alcoomètre centesimal » Paris, 1824). Ho poi interpolato, pei necessarii confronti delle densità, la tabella di Mendeleeff riportata dal Gabba, a pag. 106, riducendo prima in peso, la proporzione volumetrica dell' alcool data dall' alcoolometro coll' uso della tabella di Tralles della pag. 105.

Ho voluto altresì per questi miscugli determinare sperimentalmente il valore della costante c da introdursi nella (5) per confrontarlo anche coll' analogo valore trovato per l' acqua distillata; e per questo ho eseguito 6 esperienze con pesi addizionali varianti da 0,5 gr. a 3 gr. e costruita la tabella IV. Da questa, con metodo analogo a quello del caso precedente, ho ricavato 15 valori di πr^2 [1]).

1) Veramente durante i *sei* esperimenti, variando un poco, come mostra la tabella, la proporzione dei due liquidi mescolati, non si può dire che " capillarmente " il liquido su cui ho sperimentato sia rimasto lo stesso, come vorrebbe la mia ipotesi sulla costanza di A per poter essere razionale ed applicabile. Però la variazione dell' effetto specifico capillare dovrà essere debolissima per così piccola variazione nella percentuale dell' alcool. Il Frankenheim (Cohäsionlhere. Breslau 1835) ha trovato che alla temperatura + 17° contig si ha per l' alcool allungato coll' acqua:

Densità	0,810	0,895	0,967
Coeffic. di capillar.	2,361	2,775	3,727

TABELLA IV. — Miscugli di acqua ed alcool assoluto.

N. d'ordine	Proporzione dell'alcool in volume	Idem. in peso	t_1	t_a	b	P	N	N'_1	$\frac{N-N_1-c_1}{h}$	d	Δ_1 (Mendeleeff)
1	49,9 %	42,42 %	20°,95	21°,4	754	3	58,38	17,13	4,114	0,0011898	0,9294679
2	50 »	42,52 »	21,05	21,3	»	2,5	57,195	22,79	3,4315	» 902	0,9291878
3	49,8 »	42,33 »	20,92	21,2	»	2	56,66	29,11	2,748	» 906	0,9296747
4	49,65 »	42,19 »	20,9	21,05	»	1,5	58,12	37,49	2,0585	» 912	0,929763
5	49,65 %	42,19 »	21,2	21,1	756,5	1	51,125	37,395	1,370	» 950	0,92975136
6	49,6 %	42,14 »	21,2	21,1	»	0,5	51,09	44,17	0,6905	» 950	0,9298538

Combinazioni degli esperimenti	Valori di πr^2
(1° - 2°)	0,788006
(1° - 3°)	0,788978
(1° - 4°)	0,786562
(1° - 5°)	0,785294
(1° - 6°)	0,786734
(2° - 3°)	0,789953
(2° - 4°)	0,785842
(2° - 5°)	0,784305
(2° - 6°)	0,786415
(3° - 4°)	0,781775
(3° - 5°)	0,781645
(3° - 6°)	0,785243
(4° - 5°)	0,781672
(4° - 6°)	0,786988
(5° - 6°)	0,792538
Valore medio	0,786136

A tali densità corrisponde rispettivamente circa il 97 %, 68 % e 27 % di alcool. Se una variazione del 50 % porta un mutamento nel coefficiente capillare di solo 1,366, la variazione di 0,4 % che si verifica nelle mie esperienze dovrà produrre un mutamento piccolissimo e quindi senza sensibile influsso sulla natura capillare del miscuglio. I resultati del resto confermano questa osservazione.

Usando di un tale valore, si ha $c = 1,272044$. Si vede che l' ipotesi della costanza di A dà resultati migliori nel caso dei miscugli di acqua ed alcool che per l' acqua, essendovi una maggiore uniformità nei valori trovati per πr^2. Esiste poi una certa differenza tra i due valori della costante c: il che mi sembra debba attribuirsi alla maggiore variabilità della tensione superficiale per l' acqua pura, la quale ha anche un coefficiente capillare ben più forte che i miscugli studiati. La tabella V contiene i dati di 14 esperimenti fatti con miscugli variabili dal 51 °/₀ (alcool) al 40 °/₀, i valori di Δ ricavati dalla (5) e le differenze coi corrispondenti valori ottenuti dalle tabelle del Mendeleeff. Si scorge subito come i resultati siano in questo caso ben più soddisfacenti che per l' acqua, ad onta di maggiori difficoltà di sperimentare. Io ritengo che questo debba attribuirsi, fatta la parte ad una maggior pratica nell' uso dell'apparecchio, al diminuito influsso delle perturbazioni capillari.

Le ultime misure di densità da me finora eseguite sono state sulla glicerina del Price la cui densità ad ogni temperatura, pei confronti coi resultati dell' areometro, ho calcolata partendo dal valore 1,26 generalmente ammesso a 15° centigr. ed usando del coefficiente di dilatazione (medio fra + 10° e + 18°): 0,000765 (Landolt). Nei giorni 8 e 9 Novembre ho fatto una serie di 8 determinazioni, e nei giorni 16 e 17, dopo un notevole abbassamento della temperatura, che rendeva più sicuro l' uso del coefficiente di dilatazione del Landolt, ho eseguito due serie di 3 esperimenti ciascuna, con pesi di 1, 2, 3 grammi (vedi tab. VI). I primi 3 esperimenti sono stati eseguiti nell' ordine 3°, 2°, 1°; per questo i valori di N aumentano nella tabella dal 1° al 3°, mentre in realtà andavano diminuendo per la porzione di glicerina che rimaneva aderente all' areometro al termometro ecc. ad ogni esperimento.

TABELLA V. — Miscugli di acqua ed alcool assoluto.

N.	V % (alcool)	P % (alcool)	t_1	t_a	b	P	N	N'$_1$	N-N'$_1$-c_1 h	d	Δ (formula)	Δ$_1$ (Mendeleeff)	Δ—Δ$_1$
1	51	43,46	20°,4	20°,5	757	3	59,12	17,83	4,118	0,0011982	0,9278949	0,9277596	+0,00013
2	50,5	42,99	21,2	21,5	754	»	59,21	17,955	4,1145	» 894	0,9286734	0,9281112	+0,00056
3	50	42,52	21,1	21,5	»	»	58,79	17,615	4,1065	» 894	0,9304815	0,9291501	+0,00133
4	49,9	42,42	20,95	21,4	»	»	58,38	17,13	4,114	» 898	0,9287871	0,9294679	—0,00088
5	49,52	42,07	20,75	21,15	»	»	56,445	15,30	4,1035	» 908	0,9311608	0,9303341	+0,00082
6	49,37	41,93	20,72	21,2	»	»	56,41	15,205	4,1095	» 906	0,9298034	0,9306428	—0,00083
7	49,31	41,87	»	21,25	»	»	55,99	14,865	4,1015	» 904	0,9316145	0,9307655	+0,00084
8	49,25	41,82	20,7	21,3	»	»	55,52	14,36	4,105	» 902	0,9308208	0,9308826	—0,00006
9	49	41,58	20,5	20,82	753,5	»	56,47	15,35	4,101	» 913	0,9317288	0,9315217	+0,0002
10	46,5	39,27	20,8	20,55	757,5	»	59,225	18,28	4,0835	» 988	0,9360501	0,9359978	+0,00005
11	46,3	39,08	21,85	21,75	759,5	»	57,74	16,71	4,092	» 972	0,9337782	0,9356239	—0,00184
12	46,25	39,04	21,77	21,75	»	»	57,63	16,61	4,091	» 972	0,9339092	0,9357621	—0,00185
13	46,15	38,95	21,67	21,82	»	»	57,145	16,18	4,0855	» 969	0,9352647	0,9360152	—0,00075
14	40	33,39	22,25	22,27	754,5	»	58,36	17,80	4,045	» 871	0,9446070	0,9464608	—0,00185

Ne ho ottenuto i seguenti 12 valori di πr^2:

Combinazioni degli esperimenti	Valori di πr^2
(1° - 2°)	0,774315
(1° - 3°)	0,782127
(1° - 5°)	0,777688
(1° - 6°)	0,782651
(2° - 3°)	0,790097
(2° - 4°)	0,787719
(2° - 6°)	0,791169
(3° - 4°)	0,988906
(3° - 5°)	0,786617
(4° - 5°)	0,791208
(4° - 6°)	0,789440
(5° - 6°)	0,787794

Il valore medio è 0,786626 e la costante $c = 1,271252$.

Ho dovuto correggere un tal valore esperimento per esperimento; perchè le determinazioni della tabella VI avvennero

TABELLA VI. — Glicerina.

N.	t_1	t_a	b	P	N	N'_1	$\frac{N-N'_1-c_1}{h}$	d	Δ_1 (calcolata)
1	15°,7	15°,05	751	1	52,945	42,77	1,0145	0,0012114	1,2593332
2	»	15,05	»	2	53,30	32,82	2,041	»	»
3	»	14,95	751,5	3	53,34	22,76	3,047	0,0012126	»
4	15,75	15,5	749	1	53,43	43,08	1,032	0,0012064	1.2592857
5	16	16	»	2	53,36	32,92	2,037	0,0012044	1,2590477
6	13,3	16	»	3	53,17	22,59	3,047	»	1,2587623

a temperatura media di 15°,93 e quelle della VII invece di 22°,38; rendendosi così non lecito trascurare (come si è fatto lecitamente nei casi precedenti) le variazioni prodotte nella sezione del cannello dai mutamenti termici nel vetro. Ponendo il coefficiente di dilatazione del vetro (lineare) eguale a 0,000008969, ho calcolato con formula semplicissima i valori di πr^2 alla temperatura di ciascuno degli esperimenti della

tabella VII. Ecco i resultati da cui poi ho ottenuto i valori di c pel calcolo di Δ e quindi ho potuto costruire la tabella VII:

TABELLA VII. — Glicerina.

N.	t_1	t_2	b	P	N	N'_1	$\frac{N-N'_1-c_1}{h}$	d	Δ	Δ_1	$\Delta-\Delta_1$
1	23°,72	22°,7	754	3	49,80	19,13	3,056	0,0011846	1,2489703	1,251744	0,00277
2	23,7	22,75	»	»	49,72	19,04	3,057	» 44	1,2485623	1,251763	0.00320
3	23,15	22,4	752,5	»	49,70	19,05	3,054	» 58	1,2498018	1,252280	0,00247
4	23,2	22,5	»	»	49,64	19,00	3,053	» 54	1,2502070	1,252233	0,00202
5	»	»	»	»	49,49	18,815	3,0565	» 54	1,2487765	»	0,00345
6	22,65	22,27	751,5	»	49,51	19,85	3,055	» 23	1,2494144	1,2527518	0,90333
7	»	22,3	»	»	48,97	18,295	3,0565	» 22	1,2488018	»	0,00395
8	»	»	»	»	»	18,28	3,058	» 22	1,2481899	»	0,00456

Esperimenti	Valori di πr^2
1°	0,786734
2°	»
3°	0,786726
4°	0,786728
5°	»
6°	0,786710
7°	»
8°	»

Vedesi come l' ipotesi della costanza di A non dia per la glicerina quella uniformità di resultati che ha dato per i miscugli di acqua ed alcool e come le differenze fra i valori di Δ ricavati dalla (5) e quelli calcolati, siano abbastanza forti in generale. Questo può dipendere in parte dal valore usato pel coefficiente di dilatazione, che è dato dal Landolt come valor medio fra 10° e 18° soltanto, ma ancor più, io credo, dalla grande avidità di acqua che la glicerina possiede.

Per questa lo straterello superficiale si carica di umidità e si fa sempre più diverso dal rimanente del liquido per la debole diffusibilità della glicerina nell' acqua; la sua tensione superficiale muta per ciò notevolmente, rendendo quindi inapplicabile l' ipotesi della costanza di A per ogni esperimento.

L' apparecchio mi ha anche permesso di intraprendere una serie di osservazioni (per ora semplicemente iniziate) sopra

il senso e la grandezza delle variazioni generate nella tensione superficiale dei liquidi da azioni esterne. Mi sono fino ad oggi limitato a studiare le variazioni prodotte da 2 vapori di liquidi volatili, da un gas e dal fumo del tabacco, sopra 8 liquidi diversi per natura e valore specifico della tensione superficiale. Ho sperimentato nel modo seguente. Posto a galleggiare l'areometro sul liquido da studiarsi e determinato un primo affioramento ad N divisioni della scala (millimetri), ho soffiato il vapore sulla superficie liquida per mezzo di una piccola pera di gomma a cannello d'avorio, contenente una debole quantità di liquido volatile, badando che il getto di vapore fosse pochissimo inclinato sulla superficie del liquido e così leggiero da non turbarne sensibilmente la quiete: quindi ho determinato un secondo affioramento della punta ad N_1 divisioni. La differenza $N - N_1$ coll'essere zero, positiva o negativa, mi ha indicato nessuna variazione, aumento o diminuzione nell'effetto capillare del liquido sull'areometro. Ho costruito coi dati sperimentali la tabella VIII.

Il chia.mo Prof. Marangoni ha trovato che « un liquido « di minor tensione superficiale si espande sempre su di un « liquido di maggior tensione e ne fa diminuire il coefficiente « di capillarità e che un liquido di maggior tensione si rac« coglie sempre in goccie sopra uno di minore, non mutan« done il coefficiente » e che una tal legge può estendersi anche ai vapori ed ai corpi imbrattanti, i quali scemano la tensione delle superficie liquide e tanto più quanto ne è maggiore il coefficiente capillare. I resultati da me ottenuti confermano in parte questa legge e mostrano essere più frequente qualche anomalia segnalata dallo stesso Marangoni. Infatti:

Il *vapore di alcool*, tolto il resultato sull'acqua che è troppo debole per ispirar fiducia, scema la tensione dell'acqua acidulata e della soluzione di Na_2CO_3, confermando la legge di Marangoni; ma si stacca dalla legge pel suo contegno coll'acqua saponata e colla soluzione di glicerina acquosa, di cui aumenta la tensione riproducendo l'anomalia scoperta pel solo gas ammoniaco dal Marangoni stesso, sperimentando colla sua staderina capillare sulle lamine saponacee.

TABELLA VIII. — Variazioni dell'effetto capillare.

LIQUIDI	Vapore di alcool			Vapore di etere			Gas ammoniaco			Fumo di tabacco		
	N	N_1	$N-N_1$	N	N_1	$N-N_1$	N	N_1	$N-N_1$	N	N_1	$N-N_1$
Acqua distillata	17,28	17,27	+0,01	15,20	15,27	—0,07	16,60	16,53	+0,07	18,46	18,89	—0,43
Acqua saponata	13,315	13,275	+0,04	18,535	18,535	0	17,53	17,43	+0,10	15,68	15,60	+0,08
Acqua acidul. con acido solf.	15,40	15,44	—0,04	15,13	15,11	+0,02	13,08	13,06	+0,02	17,58	18,11	—0,53
Acqua con alcool				15,26	15,20	+0,06	12,42	12,20	+0,22	15,10	15,175	—0,075
Soluz. acquosa di **glicerina**. (10 %)	13,76	13,73	+0,03	20,22	20,33	—0,11	13,57	13,465	+0,105	16,78	17,03	—0,25
Sol. acquosa di **clorato potass.** (1 %)										18,60	18,89	—0,29
Sol. acquosa di **carbon. sodico** (10 %)	21,515	21,58	—0,065	24,56	24,54	+0,02	18,63	18,54	+0,09	20,585	21,105	—0,52
Soluz. acquosa di **sal marino (satura)**										24,925	25,12	—0,195

Il *vapore di etere solforico* agisce regolarmente sull'acqua pura e sulla soluzione di glicerina, ma accresce invece la tensione superficiale dell' acqua acidulata, dell' alcool allungato e della soluzione di $KClO_3$. Sembra contrariar poi del tutto la legge di Marangoni in riguardo all' acqua saponata, perchè, il suo coefficiente capillare essendo minore di quello della medesima (in media a 20° eguale a 1,810 secondo i dati di Wilhelmy, Brunner, Mendeleeff. Bede, mentre quello dell' acqua saponata è stato trovato dal Marangoni, colla staderina dei coseni eguale a 2,6) l' etere dovrebbe espandervisi sopra, diminuendone la tensione.

Il *gas ammoniaco* aumenta la tensione di tutti i liquidi su cui ho sperimentato, confermando l' anomalia dell' acqua saponata e mostrando che questo contegno non è eccezionale per uno, ma forse generale per tutti i liquidi. Il resultato su l' acqua pura sarebbe contrario del tutto a quello già verificato dal Marangoni col suo apparecchio a trabocco. Debbo però osservare che, non avendo applicato io il metodo del trabocco per ottenere una superficie di acqua assolutamente pura, mi si potrebbe obbiettare giustamente che l' ammoniaca ha trovato la superficie dell' acqua già imbrattata, ed ha agito su di essa, per dir così « ripulendola » secondo il suo curioso modo di agire su tanti altri liquidi.

Per ultimo *il fumo del tabacco* conferma in modo splendido la legge di Marangoni sull' effetto delle materie imbrattanti, perchè, tolta l' azione anomala su l' acqua saponata, diminuisce sempre la tensione dei liquidi con cui viene a contatto.

Conclusione.

Misura della densità dei liquidi. — I resultati ottenuti, alquanto soddisfacenti, dimostrerebbero come il metodo dell' areometro possa condursi alla precisione di altri metodi ben noti; ma sono ancor lungi, secondo me, dall' avere importanza definitiva, potendo solo acquistarla dopo una serie molto più estesa di esperimenti su liquidi di svariata natura. Prima però di intraprender quella, ritengo necessarii alcuni

perfezionamenti all' apparecchio ed al metodo, proponendomi per ciò in seguito di:

1.° Misurare con la massima precisione possibile e indipendentemente dall' uso dell' areometro, la sezione media del cannello, cercando, se di bisogno, aumentarne la regolarità col farlo metallico [1]).

2.° Ridurre a minimi termini il difetto del beccheggio trasformando l' apparato micrometrico col togliere la mensola laterale e col porre la vaschetta a mercurio direttamente sulla vite.

3.° Unire il piattello di ottone al telaio d' alluminio con una sospensione da piattello di bilancia, per ottenere, qualunque sia la posizione dei pesi sul piattello stesso, una perfetta verticalità dell' asse dell' areometro.

Variazioni dell' effetto capillare. — I miei esperimenti mostrerebbero: 1.° Confermata in molti casi la legge di Marangoni. 2.° Una specie di aggiunta da fare a quella legge per ciò che riguarda i vapori stabilendo il fatto, se non nuovissimo, certo più facile a prodursi di quello creduto fin' ora che i vapori possono anche aumentare la tensione superficiale dei liquidi, funzionando al rovescio delle materie imbrattanti.

Mi propongo anche per questi studi di moltiplicare il numero e la varietà delle esperienze, per raggiungere quella sicurezza di resultati che solo può dare incoraggiamento alla ricerca delle cause fattrici di simili fenomeni capillari.

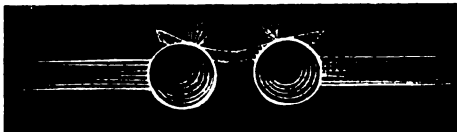
Messina, Laboratorio fisico del R. Liceo
Dicembre 1896.

---

1) L' uso del cannello metallico potrebbe però introdurre uno svantaggio. L' angolo di raccordamento dei liquidi coi metalli non è molto grande e può diventare anche minore dell' angolo retto, riducendosi da un manometro all' altro convesso il menisco intorno al cannello ed invertendosi quindi l' effetto della capillarità. In compenso l' effetto capillare potrebbe essere molto più piccolo che col vetro, potendo divenire anche zero. L' esperienza dovrebbe decidere fra vetro e metallo.

SULL' ASPETTO PRESENTATO DA CERTE SCARICHE ATTRAVERSO LAMINE SOTTILI METALLICHE.

Nota del Dott. P. PETTINELLI.

Se con una macchina elettroforica o col rocchetto di Ruhmkorff carichiamo le armature interne di due giare di Leyda, le armature esterne delle quali siano collegate con le palline di uno spinterometro, se si uniscono queste due palline ponendovi sopra una striscia di stagnola molto sottile, ogni volta che le armature interne dei condensatori si scaricano, scocca da ciascuna delle palline attraverso la stagnola una vivida scintillina diretta lungo i prolungamenti dei raggi delle sferette (di circa 2 cm. di diametro) unitamente a scarse particelle di stagno incandescente proiettate come indica la figura.

Peraltro il fenomeno con questa disposizione si presenta poco marcato. Invece di ricorrere alla scarica dei condensatori, adoperiamo un apparecchio simile a quello impiegato nelle esperienze del Tesla. Su di un cilindro di gesso (lungo 40 cm. e di 4 cm. di diametro) sono avvolte 40 spire di filo di rame di 2 mm. di diametro; tale cilindro è rinchiuso dentro un grosso tubo di vetro, sul quale sono avvolte duecento spire di filo di 0,2 mm. di diametro pure di rame. Questo circuito di filo sottile è in serie col circuito secondario del Ruhmkorff e con un deflagratore, attraverso le palline del quale, passano i gas caldi emanati da un bruciatore sottostante. Di più i due estremi dell' indotto del Ruhmkorff comunicano ciascuno con una delle due armature di una giara di Leyda.

Se allora si fanno comunicare i capi del circuito a filo grosso avvolto sul cilindro di gesso con le due palline di uno spinterometro, avvicinando le due palline otteniamo delle scintille solamente quando l' intervallo è di circa un terzo di mil-

limetro; tali scariche hanno azione insensibile sull' organismo, ma scaldano sensibilmente i fili metallici sottili.

Se tenendo le palline dello spinterometro discoste accostiamo a contatto di queste una lamina sottile di stagnola, partono dalle palline lateralmente forando la stagnola, scintille analoghe a quelle osservate nella scarica dei condensatori, ma di gran lunga più vivaci con getti alti anche trenta centimetri di particelle di stagno incandescenti, che si dirigono lungo le linee di forza, e se urtano contro un corpo rigido rimbalzano facendo angoli marcatissimi. Le lamine di stagnola sono, come si capisce, in breve distrutte da tali scariche.

Gli altri metalli, distesi in lamine sottili, si comportano in modo analogo. Il fenomeno è singolare sia per l' abbondantissima proiezione di particelle metalliche lateralmente e su ciascuna delle due palline, sia perchè le scariche del circuito indotto a filo grosso presentano in debole grado gli altri aspetti delle scariche elettroforiche.

Istituto fisico della R. Università. Pavia, 20 Aprile 1897.

SULLA COSTANTE $\frac{HV}{T}$.

Signor Direttore

Voglia permettermi di indirizzarle alcune considerazioni sull' interessante articolo del Prof. E. Boggio-Lera, comparso nel numero d' Aprile del Nuovo Cimento.

Da esso sembrerebbe risultasse (ciò che probabilmente non è nella mente dell' Autore) che l' uguaglianza

$$3 = 2 \times 0{,}615 \times 2{,}4369$$
$$(o\ 2{,}997)$$

deve esistere a priori (pag. 294 e 295), e potrebbe essere enunciata come un teorema della teoria cinetica dei gas perfetti, mentre che, quand' anche quest' uguaglianza fosse più vicina ad esser verificata, ciò avverrebbe per un semplice caso, senza alcun valore teorico. Infatti :

1.° Per arrivarvi bisogna supporre che $\frac{C}{c} = 1,41$, mentre che il valore più prossimo al vero, 1,40, dà — per lo stesso prodotto — 2,92, differente da 3.

2.° Se si guarda più da vicino la frazione posta in fondo alla pagina 294 :

$$(1) \qquad \frac{\frac{3}{2} HV}{0,615 \times 2,4369 \times T}$$

si comprende che, accettando la teoria cinetica dei gas, questa frazione si può scrivere :

$$(2) \qquad \frac{\frac{3}{2} HV}{\frac{3}{2}\left(\frac{C}{c} - 1\right) \times c \times T}$$

o

$$(3) \qquad \frac{HV}{(C - c)\, T}$$

e applicando l' equazione di Gay-Lussac ($HV = RT$) :

$$(4) \qquad \frac{R}{C - c}$$

che è precisamente E.

Per conseguenza, perchè si abbia contemporaneamente $HV = ET$, bisogna che sia $C - c = 1$ (per l' idrogeno).

Se realmente quest' ultima relazione fosse esatta, ciò non potrebbe esser dovuto che ad un semplice caso, poichè la caloria è stata definita per mezzo di un corpo qualunque, che in pratica è l' acqua, ma potrebbe essere anche un altro corpo; e allora non può, altro che per caso, esservi alcun rapporto semplice fra quest' unità di calore e la quantità $C - c$ per l' idrogeno.

In realtà, $C - c$, per l' idrogeno è molto differente da 1 (vedi Regnault), e non si ha $HV = ET$.

Ciò che importerebbe di più (e io credo che sia una cosa interessantissima), sarebbe di definire la caloria per mezzo del calore molecolare, abbandonando la definizione attuale. La relazione $HV = ET$ servirebbe allora di definizione, e in tal caso, le temperature, come pure le quantità di calore, sarebbero definite per mezzo del termometro e del calorimetro ad idrogeno.

In queste condizioni, si avrebbero i vantaggi seguenti:

1.° La nuova caloria differirebbe pochissimo dalla caloria attuale: vantaggio importante, perchè l'ordine delle differenti grandezze sarebbe conservato.

2.° Essa sarebbe indipendente dalla temperatura, dalla pressione etc.

3.° L'energia cinetica $\frac{3}{2}$ HV del gas misurerebbe rigorosamente, e *per definizione*, la sua energia termica; relazione importante per la teoria cinetica.

Se ne deducono anche altre relazioni sulle quali non posso insistere per paura di abusare della sua bontà; io mi sono già occupato di tale questione, e non posso che rimandare l'Autore di questa importante Nota, alla Memoria di E. H. Griffiths, comparsa nel *Philos. Mag.*, Novembre 1895.

P. Joubin
Direttore dell' Istit. di Fis. dell'Università di Besançon.

Besançon, 12 Maggio 1897.

SOPRA LA NOTA DI E. BOGGIO-LERA INTORNO AL SIGNIFICATO DELLA COSTANTE $\frac{HV}{T}$ [1]

del Dott. CARLO DEL LUNGO.

L'Autore fa notare che, prendendo un grammo di idrogeno, e degli altri gas un numero di grammi eguale alla loro densità riferita all'idrogeno, il valore della costante $\frac{HV}{T}$ (essendo H espresso in dine sopra un cm.^{2} e V in cm.^{3}) è quasi esattamente eguale all'equivalente meccanico in ergon della piccola caloria. È manifesto che prendendo kg. invece di grammi, ed esprimendo H in kg. sopra un m.^{2} e V in m.^{3}, la costante avrà per valore l'equivalente dolla caloria in chilogrammetri.

Ma questo era già stato osservato e fatto notare da molto tempo, da G. Zeuner nei suoi *Grundzüge der mechan. Wär-*

1) N. Cimento, Aprile 1897, pag. 293.

metheorie. Nella traduzione francese di quest' opera (Paris, Gauthier-Villars, 1869) a pag. 103 è riportata la seguente tabella nella quale d è la densità relativa all' aria, ed R il valore della costante $\frac{HV}{T}$.

	d	R
Aria	1	29,272
Idrogeno	0,06926	422,612
Ossigeno	1,10563	26,475
Azoto	0,97137	30,134

E seguono in nota le seguenti parole:

« C' est peut-être seulement par un hasard rémarquable « que la valeur de R de l' Hydrogène est presque égale à l' é- « quivalent mécanique de la chaleur, 424.

« Admettons que pour l' Hydrogène on ait R = 424 et que « d soit le poids spécifique d' un gaz rélatif à l' Hydrogène on « aurait pour ce gaz

$$R\,d = 424 \text{ ».}$$

E nella terza ediz. tedesca (Leipzig, A. Felix, 1887) a pag. 97 del I° vol. riportando la medesima tabella con le densità riferite all' idrogeno, l' A. aggiunge:

« Il valore di Rd è eguale per tutti i gas. È notevole che « il valore di questo prodotto sia quasi esattamente eguale al- « l' equivalente meccanico del calore. Se una identità dei due « valori debba sussistere, allo stato presente delle nostre co- « gnizioni sopra le interne proprietà dei corpi, non possiamo « provarlo ».

L' approssimata eguaglianza rilevata dal Boggio-Lera è dunque cosa non nuova: e non è il caso di parlare di *significato,* cioè significato fisico, della costante $\frac{HV}{T}$, perchè egli non fa che constatare la suddetta eguaglianza, e la prova che crede di darne si riduce ad un *idem per idem.* Anzitutto non ha fondamento la seguente osservazione che l'A. fa procedere: « Ora, poichè come è noto H V è proporzionale alla forza viva « molecolare dell' aeriforme e T alla sua energia termica è

« *lecito supporre che il rapporto* $\frac{HV}{T}$ *sia una quantità pro-*
« *porzionale all' equivalente dinamico del calore* ».

Basti osservare che il rapporto $\frac{HV}{T}$ è una costante; necessariamente è una costante l'equivalente meccanico del calore; e non ha significato parlare di proporzionalità fra due costanti: potrà solo chiedersi qual sia il loro rapporto, che necessariamente sarà una terza costante. Poi l' Autore procede così per provare il suo asserto.

La forza viva molecolare di aeriforme è data da

$$\frac{Mu^2}{2} = \frac{3}{2} \text{ H V};$$

il calore specifico assoluto (cioè a vol. cost.) dell' idrogeno è 2,4369, quindi l' energia termica, di 1 gr. di idrogeno a T è in picc. calorie 2,4369 T. Di questo calore solo 0,615 vanno impiegati nella forza viva molecolare; quindi il rapporto

$$(1) \qquad \frac{3}{2 \times 0{,}615 \times 2{,}4369} \times \frac{HV}{T}$$

dell' energia cinetica molecolare di 1 gr. di gas alla corrispondente energia termica, deve essere eguale all' equivalente meccanico della piccola caloria. E poichè il primo fattore del prodotto (1) è approssimativamente eguale all' unità $\left(\frac{3}{2{,}99}\right)$ con la stessa approssimazione si può scrivere

$$\frac{HV}{T} = \text{E}.$$

Da siffatta prova numerica non si rileva se si tratta di una semplice coincidenza di numeri o no; ma sostituendo a 0,615 la sua espressione in funzione delle quantità da cui dipende, si vede facilmente che quel coefficiente numerico è eguale all' unità, appunto perchè $\frac{HV}{T} = \text{E}$: cosicchè la ragione addotta è il fatto stesso che si doveva dimostrare.

Infatti

$$0{,}615 = \frac{3}{2} \frac{H_0 V_0 \alpha}{E c}$$

dove H_0 e V_0 sono il volume e la pressione a 0°, α è il coefficiente di dilatazione e $c = 2,4369$. Sostituendo nel rapporto (1) questa espressione esso diventa

$$\frac{E}{H_0 V_0 \alpha} \times \frac{HV}{T}$$

che manifestamente è eguale ad E, come doveva essere, perchè

$$H_0 V_0 \alpha = \frac{HV}{T} .$$

Ma allora, se $\frac{HV}{T} = E$, come già sappiamo, necessariamente è anche

$$H_0 V_0 \alpha = E \qquad \text{ossia} \qquad \frac{E}{H_0 V_0 \alpha} = 1 .$$

Quindi la dimostrazione fondata sopra quest' ultima eguaglianza è perfettamente illusoria.

INTORNO AL CALORE CHE SI SVILUPPA NELLA UMETTAZIONE DELLE POLVERI,

di TITO MARTINI.

(Breve sunto dell' Autore).

Nella seduta del 25 Marzo u. s., lessi, al R. Istituto Veneto, una Nota intorno al calore che si svolge durante la umettazione di una polvere quando si adopera un liquido che non abbia su di essa alcuna azione chimica [1]).

Il fenomeno fu già studiato dal Pouillet [2]), poi dal Cantoni [3]), dal Melsens [4]), dal Chappuis [5]), dal Wiedemann unito al Ludecking [6]) e, finalmente, dal Meissner [7]). Malgrado che vari fisici si sieno occupati dell' interessante questione, non

1) Atti del R. Istituto Veneto, fasc. di Maggio del 1897.
2) Annales de Chimie et de Physique, 2. serie, t. 20, p. 441.
3) Atti del R. Istituto Lombardo, Maggio 1866.
4) Mémoires de l' Académie royale de Belgique, t. 23, 1873.
5) Wiedemann's, Annalen, vol. 19, p. 21, 1883.
6) Wiedemann's Annalen, t. 25, p. 145, 1885.
7) Wiedemann's Annalen, t. 29, p. 114, 1886.

credo superfluo l' aggiungere i miei risultamenti, i quali, in molti casi, sono di gran lunga superiori a quelli ottenuti dagli altri. Ecco, in brevi cenni, il sunto della mia Memoria.

I precedenti sperimentatori solevano, nelle loro ricerche, versare sulla polvere una variabile quantità di liquido; in queste nuove ricerche si è invece creduto più conveniente di servirsi di quella quantità di liquido puramente necessaria al fenomeno, ma sufficiente ad umettare compiutamente la polvere.

A questo fine si poneva la polvere (dai 15 ai 20 grammi) in un tubo di vetro alto 14 centimetri e largo 3, chiuso in basso da una tela molto rada. Stando il tubo verticale e fisso, si faceva in modo che l' estremità inferiore venisse ad immergersi nel liquido contenuto in una provetta collocata sopra un sostegno mosso da *cremagliera*. Il liquido saliva, più o meno rapido, fra i meati della polvere, e un termometro, diviso in decimi di grado, il cui bulbo giaceva nella massa polverulenta, segnava l' inalzamento di temperatura.

Fra i risultamenti da me ottenuti sia con polveri minerali come la pomice, la grafite, il perossido di Mn ecc.; sia con polveri di origine organica come il carbone vegetale o animale, la farina, la segatura di legno ecc., che sono registrati nelle tavole che accompagnano la Memoria, sceglierò, come più salienti, quelli avuti col carbone animale purissimo, umettato con dei liquidi aventi la stessa temperatura iniziale del carbone e incapaci ad esercitare su di esso alcuna azione chimica propriamente detta. Conviene osservare che, per la piena riuscita del fenomeno, è necessario aver ben disseccata la polvere in apposita stufa.

Carbone animale purissimo (*in polvere fine*).

NOME DEL LIQUIDO	Temperat. dell'aria	Temperat. del liquido	Temperat. della polv.	Temperat. massima	Aumento di Temper.
Acqua distillata.	14,20°	14,00°	14,75°	23,20°	8,45°
Alcool assoluto .	13,60	13,30	13,70	27,40	13,70
Benzina . . .	13,20	13,50	13,30	27,15	13,85
Solfuro di carbonio	13,60	13,55	14,11	28,72	14,61
Etere solforico .	13,40	13,30	13,51	32,72	19,21

Carbone animale purissimo (granuloso).

NOME DEL LIQUIDO	Temperat. dell'aria	Temperat. del liquido	Temperat. della polv.	Temperat. massima	Aumento di temper.
Acqua distillata.	18°,10	17°,51	17°,92	33°,50	15°,58
Alcool assoluto .	18,09	17,82	18,28	35,75	17,47
Etere solforico .	17,10	16,82	17,20	34,70	17,50
Etere acetico. .	18,30	18,22	18,48	37,42	18,94
Benzina . . .	18,30	18,52	18,70	36,30	17,60
Solfuro di carbonio	17,10	17,12	17,50	38,10	20,60

Nell' ultima parte della Memoria si fanno alcune considerazioni intorno all' andamento del fenomeno, fra le quali credo non priva d' interesse quella sull' aspetto che presenta la polvere subito dopo che è stata umettata. In fatto, se durante l' umettazione ha luogo un lieve aumento di temperatura, la polvere umettata assume una consistenza pastosa; laddove, se l' inalzamento di temperatura è considerevole, la polvere assume, per un breve tempo, una consistenza quasi lapidea; ciò starebbe a dimostrare che, durante il fenomeno, una notabile quantità di energia molecolare debba essersi trasformata in energia termica.

Tale è appunto l' ipotesi fatta dal Meissner la quale sembrami avvalorata dall' osservazione, ad altri sfuggita, sullo stato della polvere dopo l' umettazione. Non potrebbe, peraltro, escludersi che una parte del calore svolto sia dovuta al comprimersi del liquido nell' atto che viene occluso dalla polvere; ipotesi che il Meissner combatte. Ma su tale questione, e su altre che sto studiando, terrò parola in una seconda Nota.

SUI RISULTATI UDOMETRICI OTTENUTI AL R. OSSERVATORIO METEOROLOGICO DI MODENA DAL 1830 AL 1895,

del Prof. CIRO CHISTONI.

Col N.° 8 delle pubblicazioni del R. Osservatorio Meteorologico di Modena, estratto dagli *Atti della R. Accademia di Scienze, Lettere ed Arti,* serie II, vol. 12, il Prof. C. Chistoni ha dato, or non è molto, alle stampe un pregevole lavoro sulle precipitazioni nel clima di Modena, che egli modestamente intitola: « Risultati udometrici ottenuti al R. Osservatorio Meteorologico dal 1830 al 1895 »; lavoro che si può dire è la sintesi di quanto è stato scritto su questo importante argomento, fino ai nostri giorni, e quindi la raccolta più esatta, più completa, più pratica di tutti i dati, che si riferiscono alle precipitazioni nel clima di Modena.

Il Chistoni, cedendo a sollecitazioni avute da Uffici tecnici, da Ingegneri che attendono alla bonifica delle valli mantovane e ferraresi, e da Comizi agrari, si è imposto il non facile e ingrato compito di raccogliere, dai registri originali delle osservazioni, ordinare, calcolare di nuovo tutti i dati delle precipitazioni, nulla trascurando affinchè la pubblicazione presente riesca veramente utile anche per l' Ingegneria idraulica.

Nell' ordinare e discutere i dati suaccennati, egli si attenne quasi sempre al metodo seguito, in altro pregevole lavoro di questo genere, dal personale dell' Osservatorio di Brera in Milano. Ed in questo attenersi, il più che potè, al metodo indicato nella pubblicazione N.° XXXVII del R. Osservatorio di Brera, troviamo da lodare il Chistoni più di quello che se egli, per un malinteso amor proprio, avesse voluto staccarsi da ciò che fecero gli altri, adottando un metodo diverso di discussione. Negli studi speciali di climatologia è da raccomandarsi un metodo uniforme, e se in altre delle stazioni meteorologiche della Vallata del Po, studiando la pioggia, si prenderanno di guida per la discussione i due lavori del Pini e del Chistoni, col tempo, chi si applicherà al difficile ma interessantissimo problema della sistemazione idraulica di detta Vallata, avrà da disporre di un materiale eccellente.

Il lavoro del Chistoni riferisce innanzi tutto i valori diurni dell' altezza della pioggia, che costituiscono un dato tanto interessante, e che in nessuno dei lavori del genere vengono riportati.

Le osservazioni udometriche cominciarono a Modena col I.° Gennaio 1830 e non subirono alcuna interruzione. Ad eccezione dei mesi di Gennaio e Febbraio detto anno e del Gennaio 1864, pei quali mesi è dato soltanto il complessivo mensile delle precipitazioni, le annotazioni dell' altezza dell' acqua (sotto qualsiasi forma) caduta dal cielo sono sempre giornaliere, e i valori diurni corrispondono precisamente ad intervalli successivi di 24 ore, delle quali la maggior parte sta compresa nel giorno, sotto la data del quale è segnata la quantità di pioggia.

Dallo esame di questi valori diurni si ricava che, sopra 7057 giorni con pioggia, o, se vuolsi, sopra 6443 giorni con pioggia apprezzabile, solo in 45 giorni l' acqua caduta superò 50 mm., raggiungendo il massimo di mm. 84,7 il 3 Giugno 1850. Dalle $14^h.30^m$ del 29 Settembre 1833 alle 10^h del giorno successivo 30, nell' intervallo di $19^h.30^m$, la pioggia caduta però è giunta alla ragguardevole cifra di mm. 106,5 !

Considerata per ciascuna decade l' altezza dell' acqua raccolta nel pluviometro, somministra importanti dati. Intanto la massima pioggia avutasi nelle varie decadi, di cui il massimo dei massimi è stato di mm. 175,8 nella 34ª decade del 1839; il numero di decadi, che, durante tutto il periodo considerato, non ebbero precipitazioni (334, ossia il 14 per 100 circa), dalla distribuzione delle quali si ricava che i periodi di siccità sono più frequenti in inverno ed in estate, meno frequenti in primavera ed in autunno; infine i periodi di decadi successive senza precipitazione, il più lungo dei quali, e per due volte soltanto, è salito a 4.

La media pioggia quotidiana, calcolata per ciascuna decade, tenuto conto della diversa durata, oscilla fra mm. 1,056 (1ª decade di Agosto) e mm. 3,186 (3ª decade di Ottobre).

Le somme decennali (1830-1889), la somma sessennale 1890-1895, la somma totale e le medie per ogni decade dell' altezza in mm. dell' acqua caduta, sono contenute nel seguente quadro:

Intervallo	Gennaio			Febbraio			Marzo			Aprile			Maggio			Giugno		
	1ª	2ª	3ª	4ª	5ª	6ª	7ª	8ª	9ª	10ª	11ª	12ª	13ª	14ª	15ª	16ª	17ª	18ª
1830-39	115,7	145,1	136,8	232,6	235,9	171,5	184,4	184,3	183,5	189,2	195,7	205,5	233,1	203,2	349,8	186,9	128,5	154,0
1840-49	137,6	103,2	222,1	145,9	145,5	166,4	236,1	98,1	144,5	248,7	166,4	139,6	311,8	315,2	140,7	306,0	261,5	151,9
1850-59	144,6	184,5	135,0	179,5	145,7	67,5	121,5	184,4	256,9	399,4	193,1	326,3	300,5	295,6	247,8	248,7	173,7	201,5
1860-69	82,9	183,2	141,8	140,5	183,3	161,8	169,6	231,7	236,7	164,2	118,3	218,0	152,2	225,3	260,6	213,5	178,9	216,5
1870-79	127,7	111,1	166,0	72,9	202,7	115,9	85,8	73,4	235,6	168,3	192,6	235,9	237,0	163,6	179,5	247,6	156,2	147,3
1880-89	173,9	186,7	169,9	54,7	114,8	110,2	74,5	76,1	272,4	186,8	244,0	133,0	253,3	153,9	176,6	145,6	220,2	283,1
1890-95	261,5	171,3	47,3	23,1	56,6	95,8	90,0	73 7	61,5	71,0	138,2	183,1	216,2	156,8	143,8	87,3	82,2	28,8
Somma	1043,9	1085,1	1018,9	849,2	1084,5	889,1	961,9	921,7	1391,1	1427 6	1248,3	1441,4	1704,1	1513,6	1498,8	1435,6	1201,2	1183,1
Medie	15,82	16,44	15,44	12,87	16,43	13,47	14,57	13,96	21,08	21,63	18,91	21,84	25,82	22,93	22,71	21,75	18,20	17,92

Intervallo	Luglio			Agosto			Settembre			Ottobre			Novembre			Dicembre		
	19ª	20ª	21ª	22ª	23ª	24ª	25ª	26ª	27ª	28ª	29ª	30ª	31ª	32ª	33ª	34ª	35ª	36ª
1830-39	291,5	100,9	142,7	134,2	165,8	226,1	236,7	313,4	336,6	135,8	164,8	227,1	163,2	384,7	281,1	357,5	118,5	161,5
1840-49	49,3	246,9	130,0	57,8	181,8	285,9	169,8	322,1	346,7	203,4	189,4	408,1	327,9	200,8	177,3	222,8	282,6	226,6
1850-59	245,0	63,2	174,5	60,7	209,5	167,8	249,2	185,5	299,6	278,5	446,0	490,0	257,9	353,4	235,6	254,2	170,2	170,0
1860-69	87,4	61,2	260,1	58,7	149,6	224,7	163,0	286,6	337,0	237,6	256,2	274,7	364,1	263,9	204,2	294,1	173,6	139,7
1870-79	88,6	113,5	135,0	243,7	69,6	155,1	37,2	101,2	124,5	135,9	338,8	457,8	197,7	302,8	232,0	391,9	112,4	172,2
1880-89	76,8	94,3	51,2	103,9	111,2	204,8	202,3	242,6	178,0	365,4	238,4	310,7	324.6	142,1	107,6	137,6	89,4	239,6
1890-95	179,8	57,3	170,7	37,8	86,4	74,0	53,5	68,3	85,4	196,3	54,0	144,9	140,5	38,3	180,5	77,3	109,4	65,0
Somma	1018,4	737,3	1064,2	696,8	973,9	1338,4	1111,7	1519,7	1707,8	1552,9	1687,6	2313,3	1775,9	1686,0	1418,3	1735,4	1056,1	1174,6
Medie	15,43	11,17	16,12	10,56	14,76	20,28	16,84	23,03	25,88	23,53	25,57	35,05	26,91	25,55	21,49	26,29	16,00	17,80

Da questo ricavansi :

Somme decennali per ogni mese, dell' acqua raccolta dal 1830 al 1889 e somme del sessennio 1890-95.

ANNI	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settemb.	Ottobre	Novemb.	Dicemb.	Somma totale
1830-39	397,6	640,0	552,2	590,4	786,1	469,4	585,1	526,1	886,7	527,7	829,0	637,5	7377,8
1840-49	462,9	457,8	478,7	554,7	767,7	719,4	426,1	525,5	838,6	800,9	706,0	732,0	7470,4
1850-59	464,1	392,7	562,8	918,8	843,9	623,9	482,7	438,0	734,3	1214,5	846,9	594,4	8117,0
1860-69	407,9	485,6	638,2	500,5	638,1	608,9	408,7	433,0	786,6	768,5	832,2	607,4	7115,4
1870-79	404,8	391,5	394,8	596,8	580,1	551,1	337,1	468,4	262,9	932,5	732,5	676,5	6329,0
1880-89	530,5	279,7	423,0	563,8	583,8	648,9	222,3	419,9	622,9	914,5	574,3	466,6	6250,2
1890-95	480,1	175,5	225,2	392,3	516,8	198,3	407,8	198,2	207,2	395,2	359,3	251,7	3807,6

Somma mensile in millim. dell' acqua raccolta nel pluviometro dal 1830 al 1895.

Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
3147,9	2822,8	3274,7	4117,3	4716,5	3819,9	2819,9	3009,1	4339,2	5553,8	4880,2	3966,1

Medie mensili delle precipitazioni nel periodo dal 1830 al 1895 inclusivi.

Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
47,69	42,76	49,59	62,38	71,46	57,88	42,72	45,60	65,74	84,15	73,94	60,09

Da cui il valore medio annuale = mm. 704,052.

La media mensile delle precipitazioni, nel periodo 1830-1895 inclusivi, oscilla fra mm. 42,72 (Luglio) e 84,15 (Ottobre). La media pioggia quotidiana in ciascun mese, tenuto conto della diversa durata dei singoli mesi, varia da mm. 1,378 (Luglio) e mm. 2,714 (Ottobre), conservando le due curve, rappresentanti questi valori, andamento quasi eguale.

La differenza tra le precipitazioni registrate in ogni mese ed in ogni anno e le rispettive normali, dedotte dal periodo 1830-1895, fanno conoscere l'entità e la distribuzione dei periodi asciutti e piovosi. — Nei 66 anni in discorso le annate piovose furono 26 e le asciutte 40. L'anno più asciutto è stato il 1834, con una differenza fra la normale di — mm. 398,6. L'anno più piovoso fu il 1839, con una differenza dalla normale rispettiva di + mm. 449,3. Gli anni, nei quali la quantità di pioggia si accosta alla normale, invece sono pochi; il che indica la variabilità della distribuzione della pioggia nel clima di Modena, variabilità del resto riconosciuta per parecchi altri luoghi. I periodi asciutti però sono più numerosi e nello stesso tempo più lunghi di quelli piovosi. Il periodo maggiore (12 mesi) in cui la pioggia è sempre stata in difetto, con una deficienza complessiva di mm. 305,2, corre dal Marzo 1888 al Febbraio 1889; il periodo maggiore (nove mesi) in cui la pioggia invece è stata in eccesso, con una differenza complessiva di mm. 436,6, corre dall'Ottobre 1844 al Giugno 1845.

Le massime e minime quantità di acqua, raccolta nel pluviometro per ogni mese, ci mostrano che in ogni mese dell'anno si è dato di avere talvolta acqua abbondante, e talvolta siccità completa o quasi. La massima pioggia mensile è stata di mm. 265,9 nell'Ottobre del 1872.

Dai valori medi annuali, dedotti dai successivi decenni dal 1830 al 1895, contenuti nel sottoposto quadro, si ha il massimo 826,86 in corrispondenza al decennio 1844-53, ed il minimo 585,33 pel decennio 1882-91, e risulta evidente la diminuita quantità media annuale di pioggia dal 1830 in poi.

Decennio	Valori medi	Decennio	Valori medi	Decennio	Valori medi
1830-39	737,78	1849-58	807,85	1868-77	665,77
1831-40	735,79	1850-59	811,70	1869-78	667,95
1832-41	739,35	1851-60	779,13	1870-79	632,90
1833-42	753,51	1852-61	737,92	1871-80	632,46
1834-43	705,10	1853-62	769,97	1872-81	650,71
1835-44	765,92	1854-63	724,88	1873-82	629,43
1836-45	775,50	1855-64	751,97	1874-83	615,13
1837-46	804,26	1856-65	703,63	1875-84	618,42
1838-47	809,65	1857-66	681,57	1876-85	625,69
1839-48	797,26	1858-67	697,43	1877-86	604,65
1840-49	747,04	1859-68	681,73	1878-87	646,09
1841-50	789,75	1860-69	711,54	1879-88	618,04
1842-51	807,34	1861-70	705,60	1880-89	625,02
1843-52	787,70	1862-71	719,29	1881-90	610,43
1844-53	826,86	1863-72	695,25	1882-91	585 33
1845-54	797,35	1864-73	692,79	1883-92	603,83
1846-55	804,14	1865-74	657,91	1884-93	630,55
1847-56	794,66	1866-75	675,10	1885-94	635,33
1848-57	793,89	1867-76	697,07	1886-95	642,36

Considerando la quantità d' acqua raccolta al pluviometro, nelle diverse stagioni dell' intero periodo, si ricavāno le medie annuali seguenti:

Inverno	mm.	149,53
Primavera	»	183,46
Estate	»	146,19
Autunno	»	223,84.

Le massime quantità di acqua, state misurate per stagioni, sono le seguenti:

Inverno	1845	mm.	428,7
Primavera	1853	»	371,6
Estate	1850	»	316,6
Autunno	1839	»	527,6.

I minimi di precipitazione si ebbero invece:

Nell' inverno	1849	con	mm.	16,7
Nella primavera	1830	»	»	51,1
Nell' estate	1879	»	»	19,1
Nell' autunno	1874	»	»	62,7.

Riguardo alla frequenza decadica delle precipitazioni, calcolato il numero totale dei giorni con pioggia o neve per ogni

decade e il numero totale dei giorni con precipitazione solamente apprezzabile, si ottengono i due quadri seguenti:

Medie decadiche della frequenza, tenendo calcolo di tutti i giorni con precipitazione.

Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media
I	2,80	X	3,70	XIX	1,92	XXVIII	2,97
II	3,23	XI	3,53	XX	1,65	XXIX	2,80
III	3,00	XII	3,73	XXI	2,02	XXX	3,68
IV	2,71	XIII	3,85	XXII	1,79	XXXI	3,74
V	2,91	XIV	3,94	XXIII	1,97	XXXII	3,65
VI	2,41	XV	3,61	XXIV	2,56	XXXIII	3,50
VII	2,83	XVI	3,30	XXV	2,58	XXXIV	3,41
VIII	2,56	XVII	3,05	XXVI	2,56	XXXV	2,85
IX	3,65	XVIII	2,47	XXVII	2,85	XXXVI	3,15

Medie decadiche della frequenza, tenendo calcolo soltanto dei giorni con pioggia apprezzabile.

Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media	Decadi	Frequenza media
I	2,59	X	3,38	XIX	1,64	XXVIII	2,74
II	2,91	XI	3,30	XX	1,33	XXIX	2,62
III	2,77	XII	3,33	XXI	1,86	XXX	3,44
IV	2,44	XIII	3,53	XXII	1,61	XXXI	3,59
V	2,58	XIV	3,53	XXIII	1,70	XXXII	3,45
VI	2,20	XV	3,24	XXIV	2,29	XXXIII	3,36
VII	2,48	XVI	2,98	XXV	2,33	XXXIV	3,24
VIII	2,29	XVII	2,74	XXVI	2,32	XXXV	2,64
IX	3,44	XVIII	2,20	XXVII	2,64	XXXVI	2,88

Dal numero totale dei giorni con pioggia, per ogni mese e per ogni anno, si ha nel 1853 il massimo mensile, giorni 25 in Gennaio, e il massimo annuo, giorni 155. In tutto il periodo non si ebbero precipitazioni in Febbraio 1849, in Marzo 1830 e in Dicembre 1851. L'anno in cui si ebbero meno giorni di pioggia fu il 1847, con soli giorni 67, e di questi 7 furono con pioggia inapprezzabile.

La somma e media mensile ed annuale del numero dei giorni con pioggia, nell'intero periodo, è la seguente:

	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre	Totale
Somma	596	530	597	723	752	582	369	417	527	624	719	621	7057
Media	9,03	8,03	9,05	10,95	11,39	8,82	5,59	6,32	7,98	9,45	10,89	9,41	106,92

La somma e media mensile ed annuale del numero dei giorni con pioggia apprezzabile risulta invece:

	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre	Totale
Somma	546	476	542	661	680	523	319	369	481	581	687	578	6443
Media	8,27	7,21	8,21	10,02	10,30	7,92	4,83	5,59	7,29	8,80	10,41	8,76	97,62

Il rapporto del numero dei giorni con precipitazione, al numero totale dei giorni di ciascuna decade, oscilla fra 0,165, decade II di Luglio e 0,394, decade II Maggio; quello di ciascun mese fra 0,180, Luglio, e 0,368, Maggio. Il rapporto annuale è 0,293.

Il rapporto fra la quantità media decadica e la media decadica dei giorni con precipitazione apprezzabile, varia da 5,276, decade I di Febbraio, e 10,191, decade III Ottobre. Il rapporto fra le medie mensili della quantità di pioggia e le medie mensili del numero dei giorni con precipitazione apprezzabile è compreso fra 5,767, mese Gennaio, e 9,563 in Ottobre; il rapporto annuale è uguale a 7,212.

Riporto, perchè di speciale interesse, i seguenti quadri:

Somma e media del numero totale di giorni con precipitazione, per ogni stagione.

	Inverno	Primavera	Estate	Autunno
Somma	1747	2072	1368	1870
Media	26,47	31,39	20,73	28,33

Somma e media del numero di giorni con precipitazione apprezzabile, per ogni stagione.

	Inverno	Primavera	Estate	Autunno
Somma	1600	1883	1211	1749
Media	24,24	28,53	18,35	26,50

Rapporto fra le medie quantità di pioggia per stagioni e il numero medio di giorni con precipitazione apprezzabile.

Inverno	Primavera	Estate	Autunno
6,169	6,430	7,967	8,447

Dai valori medi annuali del numero dei giorni con precipitazione, dedotti dai successivi decenni, si ricava il minimo 93,8 pel decennio 1840-49, e il massimo 127,5 pel decennio 1886-95; cosicchè risulta di notevole che, mentre la quantità media annuale di pioggia va diminuendo, il numero dei giorni con precipitazione va gradatamente aumentando.

Modena 11 Giugno 1897.

Ing. ANGELO MANZINI.

APPARATO COMPLETO PER LA MICROFOTOGRAFIA
del Prof. A. DALL' OPPIO.

(Largo sunto della nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, vol. 5°, 2° sem., ser. V, fasc. 5°).

L' apparecchio è rappresentato dalle due vignette intercalate: la figura si è dovuta dividere in due per ragione dello spazio.

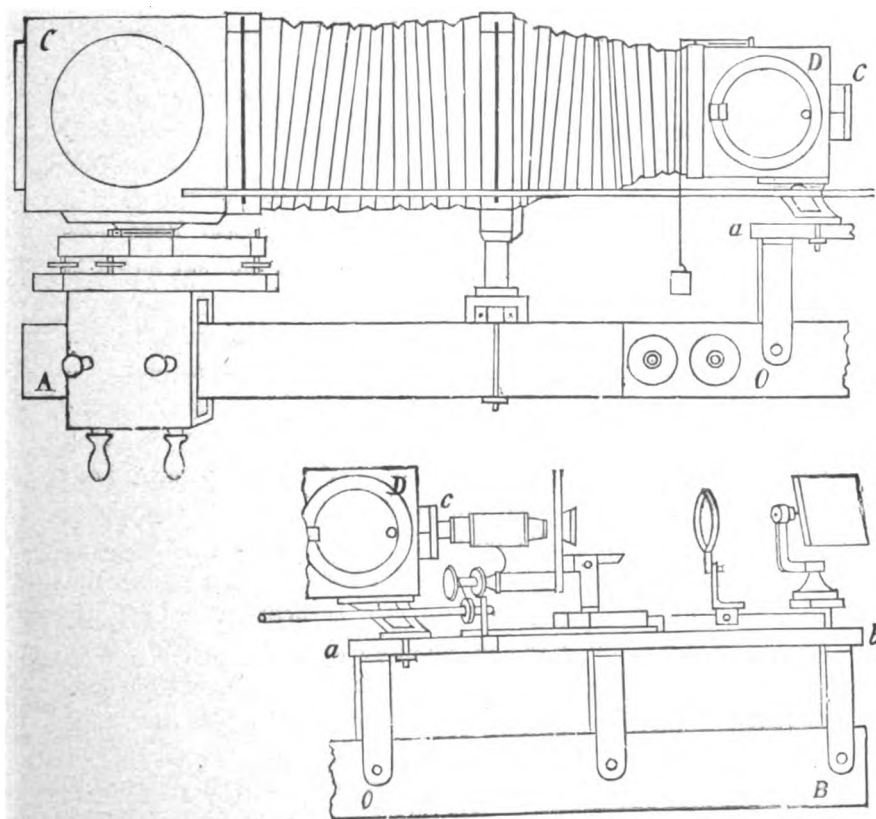
La trave A O B, che sorregge tutta la parte ottica, va appoggiata coll' estremo B, contro quella parete della camera in cui è praticata l' apertura pel *portaluce,* camera tenuta all' oscuro e nella quale è bene compiere tutte le operazioni della fotografia. Il sostegno, di cui A O B fa parte, può essere opportunamente fissato a quella parete, ottenendo così la stabilità, che è condizione importante della bontà dei risultati.

Altri fissa lo stativo del microscopio sopra un' apposita base a viti di livello, allo scopo di disporre l' asse dello strumento perpendicolarmente al piano del vetro smerigliato o della lastra sensibile, che è fisso; l'A. invece ha fatto in modo che lo stativo sia sempre fissato nella stessa direzione, ed ha montato la parte che racchiude la lastra, sopra un treppiedi a viti di livello.

Tale parte è costituita da una cassetta C, di mogano, a sezione quadrata, la quale è anche girevole attorno ad un asse normale al piano del treppiede.

In tal modo, lo stativo del microscopio si può togliere e mettere a posto con minore preoccupazione che la centralità dell' apparecchio si perda.

Ciò che sembra all'A. di mettere sopratutto in evidenza nel suo apparecchio, è la parte anteriore della camera foto-

grafica, costituita dalla cassetta D, pure di mogano, la quale ha su ciascuna faccia laterale un'apertura circolare provveduta di sportello; per tale apertura passa comodamente la mano. La parete posteriore, interna, della D ha pure un' apertura circolare, col centro sull'asse ottico, la quale viene chiusa ed aperta da una piastra che si solleva a guisa di ribalta, agendo dall' esterno, per mezzo di un filo a cui è attaccato un contro-peso: tale è l' otturatore che si tiene aperto durante la messa a posto e durante l' esposizione della lastra all'azione dei raggi luminosi.

L'adozione di questa parte speciale dell'apparato è utilissima, anzitutto per applicare prestamente al tubo del microscopio gli *oculari di proiezione* e regolarli introducendo la mano per lo sportello, e senza rimuovere altro, ed è utilissima anche per quest'altra ragione.

Quando si lavora colla luce solare, l'uniformità dell'illuminazione del campo si perde presto, in un tempo più breve di quello che corre tra la messa a punto e l'adattamento del telaio che racchiude la lastra sensibile, anche affannandosi a fare sollecitamente. Ma, siccome nel nostro caso, dopo eseguita la messa a punto e abbassata la piastra che sta entro la cassetta D, l'immagine si proietta con sufficiente chiarezza anche sulla superficie anteriore di quella, così, operando con tutta calma, si adatta al fondo dell'apparato il telaio della lastra sensibile e se ne alza la saracinesca; poi, guardando attraverso l'apertura D contro la nota piastra, si gira lo specchio del *portaluce* sino a ristabilire l'uniformità dell'illuminazione del campo, si chiude lo sportello di D e si solleva l'otturatore pel tempo necessario alla posa.

Nella prima vignetta sono indicate due fenditure, una nel piano di congiunzione dei due soffietti troncopiramidale e prismatico, l'altra nel piano di congiunzione dell'ultimo colla cassetta C. Tali fenditure sono destinate all'introduzione di diaframmi di varia apertura a seconda degli ingrandimenti.

All'estremo destro della seconda vignetta è indicato un pezzo particolare utilissimo nei lavori, pei quali è necessario che il fascio luminoso cadente sulla preparazione possa sempre esser esattamente ricondotto alla direzione che, nel metterla a punto, era stata trovata più conveniente.

Si tratta di un piccolo specchio piano, al quale si possono dare due movimenti attorno due assi, orizzontale e verticale. Il sostegno dello specchio è poi scorrevole sopra una slitta normale all'asse di tutto l'apparato, tanto da poter riportare lo specchio ogni volta nella stessa posizione, ed intercettare così il fascio dei raggi solari introdotti col *portaluce*. Lo specchio viene orientato in modo che il fascio dei raggi vada a proiettarsi sopra un punto opportunamente segnato in una parete della stanza dove si lavora.

Quando nel mettere a punto si è trovata la direzione più conveniente dei raggi, si porta lo specchio in quistione ad intercettarli, e girando le viti si fanno proiettare i raggi riflessi sul punto segnato; quando poi, senz' essersi curati del tempo trascorso per le successive operazioni, si è in procinto di far cadere l' immagine sulla lastra sensibile, si muove il portaluce sino ad ottenere che i raggi riflessi dal detto specchio si proiettino esattamente nel punto di prima, si allontana lo specchio, e si apre l' otturatore pel tempo necessario alla posa.

M. PANDOLFI.

LIBRI NUOVI

NOZIONI DI FISICA, CHIMICA, MINERALOGIA E IGIENE PER LA TERZA CLASSE TECNICA, *di* C. PEROSINO.

(Torino 1897. - Unione tipografico-editrice).

È un volumetto di 178 pagine in ottavo, nel quale sono svolte secondo i programmi governativi, tutte le materie indicate nel titolo.

L' esposizione, necessariamente molto sommaria, è quasi sempre sobria e chiara, e si limita, in massima, alle cose più importanti: sicchè credo che il libro possa riuscire di vera utilità agli scolari, per i quali è scritto.

Ho notato solo, di tratto in tratto, alcune lievissime mende, che voglio rilevare quì, nella speranza che l' egregio A. abbia a tenerne conto per una nuova edizione del suo libro, che gli auguro prossima.

Qualche volta, per amore di novità, certe nozioni sono date in modo meno opportuno. Così, per esempio, è detto alla pag. 12, che la *massa* di un corpo è la quantità di inerzia, che esso possiede. E alla pagina precedente si definisce l'inerzia come la proprietà per cui un corpo è incapace di cambiare da sè il suo stato di quiete o di moto. La « quantità di una proprietà » è un concetto, che non mi riesce troppo chiaro.

Talora anche certi vocaboli non sono presi nel significato ordinario, oppure non conservano sempre il medesimo senso.

Un esempio della prima cosa si ha nell' uso che l' A. fa del vocabolo forza; perchè non mi sembra rigoroso di chiamare *forza* il calore, l'elettricità e il magnetismo (pag. 12).

Un esempio del secondo inconveniente si rileva nell' incertezza, con la quale è inteso il termine *tensione elettrica*. Badando alla pagina 100, dove è introdotto il solito modello idrodinamico, bisogna ritenere che si tratti del potenziale. Ma, viceversa, alla pagina seguente si impara che la tensione varia da punto a punto sopra un conduttore, che non ha dappertutto la medesima curvatura; sicchè la tensione dovrebbe essere la densità superficiale, o qualche cosa di simile. Più tardi la tensione ridiventa il potenziale; ma lo ridiventa in modo da lasciar supporre che possa avere diversi valori sopra un medesimo conduttore, elettricamente in equilibrio (pag. 107, riga 17).

Anche succede, benchè molto di rado, che le proporzioni non siano giustamente conservate; così, per esempio, l'A. che consacra 9 righe alla descrizione del prisma (pag. 90) ne impiega 21 per spiegare il funzionamento del diavolo di Cartesio (pag. 36-37).

Finalmente qua e là sono tralasciate alcune cose assolutamente indispensabili. Non si può ammettere che non si parli dell'argon, quando si indica la composizione dell'aria (pag. 147).

Ma, come ho detto, si tratta di poche e piccole mende. E l' impressione complessiva, che il libro fa, è buona.

Esecuzione tipografica ottima [1]).

A. Garbasso.

1) Certi rarissimi errori di impressione si potevano però evitare. È detto a pag. 17 che la luce nel *moto* ha la velocità di 300,000 chilometri per secondo; si voleva dire manifestamente nel *vuoto*.

RIVISTA

Comptes Rendus, Gennaio e Febbraio 1897.

DONGIER R. *Variazione della birefrangenza accidentale del quarzo colla direzione della compressione* (pp. 26-29). — L'A. espone un metodo sperimentale, basato sulle formule di Gouy relative alla sovrapposizione del potere rotatorio e della birifrangenza. Esercitando con un torchio idraulico una pressione sopra un prisma di quarzo, la cui base quadrata era normale all' asse ternario, l' A. ha trovato che una stessa compressione, diretta secondo due direzioni indipendenti, normali all' asse ternario, altera in modo differente la superficie d' onda.

DERMELIAC R. *Sulla variazione della temperatura di fusione colla pressione* (pp. 75-77). Continuando le sue ricerche precedenti [1]) relative alla verifica della formula di Clapeyron per la fusione, l' A. ha trovato che questa formula è verificata nel caso della toluidina e della naftilammina α, e che la variazione della temperatura di fusione, sotto l' influenza della pressione, può essere rappresentata da una curva iperbolica, e che questa variazione tende verso un limite finito quando la pressione aumenta indefinitamente.

LIPPMANN G. *Metodi per confrontare, mediante la scintilla elettrica le durate di oscillazione di due pendoli regolati sensibilmente allo stesso periodo* (pp. 125-127). — Per la misura del rapporto delle durate di oscillazione di due pendoli, l'A. li illuminava colla scintilla di una batteria di Leyda e ne fotografava le posizioni simultanee nel momento in cui la scintilla scoccava. L' A. otteneva così due negativi che poi sviluppati e misurati col micrometro, davano le fasi a e b di oscillazione dei due pendoli all' istante della scarica. Aspettava poi qualche tempo, e quindi ripeteva l' esperienza, fotografando alla luce di una seconda scintilla i due pendoli, su due nuove lastre; così l'A. otteneva le fasi simultanee a' e b' dei due pendoli all' istante della seconda scintilla. Durante l' intervallo di tempo incognito, che è trascorso fra le due scintille, il primo pendolo ha compiute $n + a - a'$ oscillazioni; n essendo un numero intero, $a - a'$ una frazione. Il secondo pendolo ha compiute durante lo stesso tempo $n + b - b'$ oscillazioni.

1) Nuovo Cimento, Agosto 1896.

Il rapporto cercato è dunque

$$\frac{n + a - a'}{n + b - b'}$$

L'A. ha applicato questo metodo al caso che uno dei pendoli sia munito d'un circuito elettrico, nel quale esso interrompe periodicamente la corrente di una pila. In questo caso il metodo ideato dall'A. ha potuto rilevare persino delle differenze di percorso di $\frac{1}{1800000}$.

Guillaume C. E. *Sulla dilatazione degli acciai di nichel* (pp. 176-179). — L'A. ha fatto una serie d'esperienze con delle sbarre di acciaio che contenevano del nichel in diversa proporzione ed ha trovato che mentre le dilatazioni seguono il comportamento normale nelle sbarre che contengono sino al 20 $^0|_0$ di nichel, al di là di questa percentuale crescono rapidamente, passano per un massimo e diminuiscono poi gradatamente finchè contengono all'incirca il 36 $^0|_0$ di nichel; in seguito le dilatazioni stesse si accrescono lentamente verso il valore normale.

Radiguet. *Fluorescenza delle materie vetrificate, sotto l'azione dei raggi di Röntgen* (p. 179).

Pèrot A. e Fabry Ch. *Sopra un elettrometro destinato alla misura delle piccole differenze di potenziale* (pp. 180-182). — È un elettrometro idiostatico ad anello di guardia, costituito da due lastre di vetro argentato a distanza infinitesima; è adatto alla misura di potenziali di frazioni di volta e nella misura della forza elettromotrice di un elemento Latimer-Clark l'errore relativo medio della misura è di $^1|_{1000}$.

Maneuvrier G. e Fournier J. *Sulla determinazione del rapporto dei due calori specifici dell'acetilene* (pp. 183-185). — Continuando le loro ricerche relative ai due calori specifici dei gas, col metodo ideato dal Maneuvrier, gli A. hanno operato una serie di 43 determinazioni sulle variazioni di volume dell'acetilene gassoso depurato ed hanno trovato che il valore medio di $\gamma = \frac{C}{c} = 1{,}26$ e che il valor limite di questo rapporto è uguale a 1,273 che è assai prossimo al valore corrispondente all'anidride carbonica ($\gamma = 1{,}29$) e sopratutto a quello dell'ossido nitroso ($\gamma = 1{,}27$) mentre è ben differente di quello che corrisponde all'aria atmosferica ($\gamma = 1{,}41$).

Joubin P. *Sulla conducibilità molecolare dei sali in soluzione* (pp. 228-229). — Partendo dalla legge di Bouty che la conducibilità molecolare limite ha lo stesso valore per un certo numero

di sali in soluzione, l'A. deduce una definizione teorica dell'equivalente elettrochimico e trova che la quantità di elettricità che è trasportata da una molecola conduttrice di sezione unitaria è quella che induce su di essa il campo uniforme h nel quale essa si trova.

BIGOURDAN G. *Sul confronto delle durate di oscillazione di due pendoli regolati sensibilmente allo stesso periodo* (pp. 279-280). — L'A. espone una modificazione del metodo dato da Lippmann, la quale permette di procedere più rapidamente nelle determinazioni.

FABRY C. e PÈROT A. *Sopra una nuova misura del coefficiente di viscosità dell' aria* (pp. 281-283). — Gli A. hanno applicato l' elettrometro assoluto, descritto nella loro nota precedente alla misura dell' attrito interno dell' aria ed hanno trovato che alla temperatura di $+13^{0}$ circa quel coefficiente ha il valore di $1{,}73 \times 10^{-4}$.

FOURNIER J. *Di un recipiente di sicurezza destinato a contenere gas liquefatti* (pp. 353-355). E. CASTELLI.

Philosophical Magaz. Vol. 43, Gennaio 1897.

SCHUSTER A. *Note elettriche. III. Sulla forza magnetica agente su sfere elettrizzate in moto* (pp. 1-11). — Il campo magnetico prodotto da una sfera elettrizzata in moto, e le reazioni che si esercitano sulla sfera, ha formato oggetto di diverse Note di J. J. Thomson e di Heaviside. Per l' effetto magnetico di una carica elettrica in moto i risultati sono concordanti, ma vi è una discrepanza notevole fra i due fisici relativamente all' espressione della forza che si esercita su una carica elettrica che si muova in un campo magnetico. Nella sua prima Nota del 1881 il Thomson trovò per quella forza il valore $\frac{1}{2} \mu e p \mathrm{H}$; l' Heaviside nel 1889 trovò $\mu e p \mathrm{H}$ e in un lavoro più recente, del 1893, il Thomson trovò $\frac{1}{3} \mu e p \mathrm{H}$, essendo μ la permeabilità magnetica, e la carica elettrica, p la velocità ed H il campo magnetico, il moto essendo supposto ad angolo retto colle linee di forza.

L'A. espone in questa Nota le ragioni per le quali, in un suo lavoro del 1890, egli adottò l' espressione di Heaviside.

SUTHERLAND W. *La legge di Boyle a pressioni bassissime* (pp. 11-19). — Secondo alcune esperienze di Bohr (*N. Cim.* (3), 21, pag. 165), di Mendeleeff (*Ann. de Chim. et de Phys.* (5), 2 e 9) e di Baly e Ramsay (*N. Cim.* (3), 36, pag. 224) sembrerebbe che a pressioni molto basse i gas non seguissero più la legge di Boyle, accennando a proprietà della materia non contemplate nella teoria cinetica. E si ritiene comunemente che la condensazione

superficiale dei gas sulle pareti dei recipienti che potrebbe produrre divergenze apparenti dalla legge di Boyle, divenga molto più attiva a piccole densità, perchè la massa condensata si suppone divenuta una frazione maggiore della massa totale, quanto più piccola è la densità.

Servendosi delle considerazioni svolte nella sua precedente Nota sulla traspirazione termica, (*N. Cim.* (4), 5, p. 484) l'A. mostra che non è necessario che l' effetto della condensazione superficiale debba ritenersi maggiore quando la densità è molto piccola, e che le divergenze dalla legge di Boyle nei gas estremamente rarefatti fin qui studiati, son dovute ad azioni speciali, di natura piuttosto chimica,e non ad una mancanza generale di applicabilità delle leggi dei gas, nel caso di pressioni molto basse. Quelle cause, per la CO_2 possono consistere in un' attrazione quasi chimica del vetro per l'acqua o per la CO_2 umida, e per l' ossigeno in una trasformazione di esso in ozono, come l'A. si riserva di dimostrare in seguito.

Il caso dell' idrogeno può ritenersi quello tipico, fra i casi fin qui studiati, che sia libero da condizioni particolari, e l' insieme dei risultati sperimentali ottenuti con esso mostra che le leggi di Boyle e di Charles gli son sempre applicabili anche quando è rarefatto.

Stroud W. e Henderson J. B. *Metodo soddisfacente per misurare la conduttività elettrolitica colle correnti continue* (pp. 19-27). — Per poter usare le correnti continue nella misura delle resistenze elettrolitiche per mezzo del ponte di Wheatstone, gli A. hanno modificato il metodo proposto da Tollinger e da Elsass disponendo in due lati contigui del ponte due tubi pieni dello stesso elettrolito, ma di diversa lunghezza. Gli altri due lati del ponte hanno resistenze uguali, di 1000 ohm ciascuna, e nel lato dove si trova la colonna più corta di elettrolita, vi è un reostato R che può inserire fino a 20000 ohm. La pila usata ha una f. e. m. di 30 volta; così son eliminate le perturbazioni dovute alla polarizzazione, e la resistenza introdotta col reostato R dà direttamente la resistenza di una colonna liquida di lunghezza uguale alla differenza fra le lunghezze delle colonne inserite nei due lati del ponte. I tubi che contengono l' elettrolito hanno la forma ad H, e la differenza di lunghezza è circa 25 cm. Il diametro del tubo è scelto in modo che la resistenza da inserirsi col reostato R sia di circa 20000 ohm.

Questo metodo dà, più comodamente di quello col telefono, dei resultati abbastanza esatti.

Marshall Miss D. *Sui calori di vaporizzazione dei liquidi ai loro punti di ebollizione* (pp. 27-32). — Col metodo adoperato in un lavoro precedente sullo stesso soggetto (*N. Cim.* (4), 3, pag. 128),

leggermente migliorato in alcuni particolari, l'A. ha cercato se si ottenevano gli stessi resultati adoperando intensità di correnti diverse. Il resultato delle osservazioni fu che l' intensità non ha influenza sui valori trovati.

Misurando la quantità di elettricità per mezzo di un voltametro, l'A. ha potuto costatare che il metodo usato serve anche a determinare le calorie di vaporizzazione dei liquidi.

DAVISON C. *Nota su un errore nel metodo di determinazione della profondità media dell' oceano dalla velocità delle onde seismiche* (pp. 33-36). — Le profondità marine misurate direttamente con gli scandagli risultano sempre maggiori di quelle dedotte dalla velocità delle onde seismiche. L'A. mostra come dalle equazioni dell' idrodinamica resulta appunto, che la profondità calcolata colla formula $\sqrt{g\,\mathrm{H}} = \mathrm{A}|\mathrm{T}$ debba effettivamente resultare minore di quella vera.

GRAY A. *Sulla valutazione dello spazio perduto attorno all' ago di un galvanometro* (pp. 36-39). — L'A. mostra come l' omissione di un termine nell' espressione della forza totale agente sull' ago di un galvanometro, abbia condotto l' Holman (*N. Cimento*, (4), 3, pag. 126) a un resultato falso sulla valutazione dello spazio perduto sopra detto.

BARTOU E. H. e BRYAN G. B. *Assorbimento delle onde elettriche lungo i fili per mezzo di un ponte terminale* (pp. 39-45). — Scopo degli A. è stato di realizzare sperimentalmente l' estinzione delle onde elettriche, che si propagano lungo due fili paralleli, al loro arrivo all' estremità della linea, come fu loro suggerito dalla discussione della Nota di G. M. Jule (*N. Cim.* (4) 1, pag. 325). Adoprando la disposizione del Bjerknes, essi hanno infatti costatato che è verificata la relazione trovata da Heaviside

$$\rho = \frac{\mathrm{R} - \mathrm{L\,V}}{\mathrm{R} + \mathrm{L\,V}}$$

dove ρ è il coefficiente di riflessione delle onde che si propagano lungo due fili, alle cui estremità si trova un ponte di resistenza R e di autoinduzione L, essendo v la velocità di propagazione delle onde. Infatti, facendo $\mathrm{R} = \mathrm{L\,V}$ non era possibile ottenere onde stazionarie, ciò che indica la mancanza delle onde riflesse; per $\mathrm{R} < \mathrm{LV}$ i massimi e i minimi delle onde stazionarie devono essere nei medesimi punti per tutti i valori di R; invece per $\mathrm{R} > \mathrm{LV}$ i massimi delle onde stazionarie debbon corrispondere ai minimi del caso precedente; e tutto ciò è stato trovato confermato sperimentalmente.

Coll' uso di un ponte di resistenza e autoinduzione appropriata, si può dunque, quando occorre, eliminare l' effetto perturbatore delle onde riflesse.

MAC GREGOR J. G. *Sulla relazione delle proprietà fisiche delle soluzioni acquose col loro stato di ionizzazione* (pp. 46-55). — Come è stato ammesso che la differenza fra le proprietà fisiche di una soluzione nella quale la dissociazione è completa e quelle del solvente devon risultare dalla somma delle differenze prodotte dai due ioni, così l'A. ritiene che debba avvenire altrettanto per le soluzioni non completamente dissociate. Egli trova che infatti, di molte delle proprietà fisiche si può stabilire la relazione

$$P = P_w + k(1 - x)n + l x n,$$

ove P è il valore numerico di una proprietà (densità, viscosità, ecc.) della soluzione, P_w quello corrispondente per l' acqua presa nelle stesse condizioni fisiche, n la concentrazione molecolare della soluzione, x il coefficiente di ionizzazione, e quindi xn e $x(1 - n)$, i numeri dei grammi equivalenti dissociati e non dissociati per unità di volume, e k ed l sono costanti, che posson esser diverse da una proprietà all' altra.

Calcolando i coefficienti d'ionizzazione secondo il Kohlrausch, l'A. trova che la formula precedente si applica alle proprietà e ai sali studiati coi seguenti valori delle costanti k ed l:

	Cloruro di potassio		Cloruro di sodio	
	k	l	k	l
Densità	+ 0,038041	+ 0,045079	+ 0,03543	+ 0,048591
Dilatazione	− 0,0001445	+ 0,0007658	− 0,000614	+ 0,00069685
Viscosità	+ 0,002347	+ 0,0001504	+ 0,001904	− 0,0069247
Tensione superf.	+ 0,20574	+ 0.111001	+ 0,24249	+ 0,126806
Indice di refraz.	+ 0,006318	+ 0,011713	+ 0,0027853	+ 0,011853

BOSE J. C. *Apparato completo per lo studio delle onde elettriche* (pp. 55-68). — L'A. descrive una serie di apparecchi di dimensioni assai ridotte, che posson servire allo studio completo dei fenomeni presentati dalle onde elettriche.

Come eccitatore l'A. ha adottato la disposizione del Lodge di una sfera interposta fra due palline metalliche; come risonatore ha costruito una specie di *coherer* formato da alcune spiraline di acciaio, poste a contatto, delle quali regola la pressione con una vite, che le fa avvicinare più o meno fra loro. È un po' difficile trovare la forza elettromotrice e la pressione che più convengono per far ben funzionare questo *coherer*; ma l'A. afferma che, una volta aggiustato, è di una grande sensibilità.

L'A. descrive la disposizione da darsi agli apparecchi, agli specchi, ai prismi ecc., per ripetere colle ondulazioni elettriche tutte le esperienze, che si eseguiscono con quelle luminose.

A. STEFANINI.

INDICE (*seguito*).

INDICE

(*Segue l'indice nella pagina precedente*)

SERIE IV. - Tomo VI. 67. 11. *Agosto 1897*

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI
A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie gratis agli Autori.

SUL CALORE SPECIFICO DEI GAS.

Ricerche sperimentali del Dott. SILVIO LUSSANA.

MEMORIA QUARTA.

Parte Prima.

In una serie di lavori pubblicati in questi ultimi anni, sono giunto alla conclusione che il calore specifico dei gas a pressione costante aumenta sensibilmente con l'aumentare della densità, e ciò in opposizione alla legge enunciata dal Regnault secondo la quale « il calore specifico dell'aria atmosferica non « dipende che dal suo peso e non varia sensibilmente con la « sua densità ». Il rispetto dovuto al nome dell'illustre fisico francese, mi ha indotto a cercare la ragione per la quale il Regnault non potè giungere a riconoscere la variazione che realmente esiste nel valore c_p, e mi sembra di averla trovata. Egli è appunto di ciò che mi propongo di parlare nel presente lavoro. E prima di tutto mi è indispensabile di riassumere brevemente le ricerche che condussero il Regnault a formulare la predetta legge.

Nel suo classico lavoro sopra il calore specifico dei fluidi elastici [1]) il Regnault dopo avere esposto il metodo usato ed i risultati ottenuti nella misura del calore specifico dei gas e dei vapori alla pressione atmosferica, scrive un capitolo (da pag. 205 a pag. 228) sopra il calore specifico dei gas sotto pressione. Egli descrive tre serie di esperienze eseguite sull'aria e ne dà i resultati.

Nella prima serie fece uso di un grande recipiente di rame a grosse pareti posto in comunicazione con un serpentino immerso in un bagno ad olio; questo serpentino era formato da un tubo di ottone *del diametro interno di 8 mm., della lunghezza di 10 m.*, e comunicava, uscendo dalla caldaja, con un secondo serpentino *lungo m. 2 ½ e del diametro di 8 mm.*,

1) V. Regnault. Memoire sur la Chaleur Spécifique des fluides élastiques (Mem. de l'Acc. des Sciences de l'Inst. Imp. de Fran. t. 26, 1862).

totalmente sommerso nell' acqua di un calorimetro. Un tubo capillare di vetro, di adatte dimensioni, fissato all' estremità del serpentino calorimetrico, gli permetteva di variare a volontà la velocità d' efflusso del gas. Fra il serbatojo di rame ed il primo dei due serpentini, dispose un rubinetto a punta, la cui apertura si poteva regolare micrometricamente ed in seguito un manometro ad aria libera. Un assistente regolava l' apertura di questo rubinetto in modo che il manometro segnasse una certa pressione, che manteneva poi costante durante tutto il corso dell' esperienza, mentre le dimensioni del tubo capillare che terminava il serpentino posto nel calorimetro erano tali da mantenere uniforme la pressione del gas nei due serpentini.

In questa prima serie di esperienze il Regnault ammette che il gas attraversi i serpentini sotto la stessa pressione che viene indicata dal manometro, e che la sua pressione si eguagli a quella dell' atmosfera soltanto all' uscita dal tubo capillare, il cui orifizio è estremamente sottile in confronto alla sezione del tubo del serpentino.

Con questo apparecchio e seguendo un processo ben noto, che qui è inutile descrivere, il Regnault fece quattro esperienze, trovando come media che il calore specifico dell' aria sotto la pressione

$$p = 3^{\text{atm}},95 \qquad \text{è} \qquad c_p = 0,23236.$$

Dopo ciò il Regnault levò il tubo capillare posto all'estremità del serpentino che si trova nel calorimetro, ed eseguì cinque esperienze con lo stesso apparecchio, ma con aria alla pressione atmosferica; ottenne come risultato medio che il calore specifico dell' aria alla pressione atmosferica è di

$$c_1 = 0,23201.$$

Conchiuse da questa prima serie che « *la capacità calo-* « *rifica dell' unità di peso d' aria atmosferica è indipen-* « *dente dalla densità del gas;* od in altri termini che *la ca-* « *pacità calorifica di uno stesso volume di aria atmosferica* « *è proporzionale alla sua densità* ».

Il Regnault poi fa notare che il valore di c_1 da lui determinato secondo un' altra serie di lunghe e laboriose esperienze sarebbe un poco più elevato, cioè

$$c_1 = 0{,}23741.$$

La differenza il Regnault l' attribuisce dapprima alle numerose difficoltà che intervengono in questo genere di ricerche ed aggiunge poi : « Enfin, je me suis assuré, dans le expe-
« riences fait sous la pressions de l' atmosphère, que le gaz
« conservait, à sa sortie du calorimètre, un excés sensible de
« température sur l' eau du calorimètre, parce qu' on n' avait
« pu donner aux tujaux du serpentin un développement suf-
« fisant, eu égard à la grande vitesse que l' on devait commu-
« niquer au courant gazeux, pour diminuer les incertitudes
« que existent sur la temperature du gaz chaud au moment
« ou il pénetre dans le calorimètre.

« D' ailleurs, il ne s' agissait plus ici de déterminer la
« valeur absolue de la chaleur spécifique de l' air, mais bien
« de s' assurer se elle subit des variations sensibles avec la
« densité que l' on donne au gaz, et nos expériences suffisent
« parfaitement pour décider cette question ».

Con ciò il Regnault, oltre che ammettere che tutte le altre cause rimangono inalterate col variare della pressione del gas, suppone pure che la differenza di temperatura fra il gas che esce dal calorimetro e l' acqua del calorimetro, rimanga la stessa, qualunque sia la pressione del gas. In realtà però le cose non devono essere così : ed in vero la corrente gazosa nell' interno del tubo che forma il serpentino posto nel calorimetro deve avvenire allo stesso modo come per una corrente liquida [1]); cioè gli strati vicini alle pareti del tubo devono restare pressochè fermi, mentre che la velocità massima deve essere assunta dalla colonna centrale ; gli strati a contatto con le pareti del tubo assumono con tutta probabilità la temperatura dell' acqua del calorimetro, mentre che gli strati mediani, separati dalla canna d' ottone da un cuscinetto isolante di aria, più difficilmente si raffreddano ; egli è questa,

1) V. Wüllner. Lehrbuch der experimentalphysik, 5ª Aufl., B. I, pag. 619 e seg.

probabilmente, la ragione per cui il Regnault osservò la differenza di temperatura fra il gas e l' acqua del calorimetro; se avesse usato tubi più sottili, lo sviluppo dato al serpentino calorimetrico sarebbe stato più che sufficiente. Ad ogni modo, dato questo stato di cose, quanto maggiore è la densità del gas, tanto maggiore è la quantità di esso che si sottrae al contatto diretto con le pareti del serpentino, e quindi tanto maggiore deve essere la differenza di temperatura fra il gas che esce dal calorimetro e l' acqua del calorimetro stesso; e ciò anche se, come fece il Regnault, la quantità di gas in peso che attraversa il calorimetro nell' unità di tempo rimane la stessa. Questa causa dunque che tende a diminuire il valore di c_1, diminuirà in quantità maggiore quello di c_p.

Nella seconda serie il Regnault tende ad operare su aria assoggettata a pressioni un poco più forti. A tale scopo trasporta il rubinetto regolatore, che nella prima serie si trovava fra il recipiente di rame e la caldaja, dopo il calorimetro, e pone un piccolo manometro dopo questo rubinetto ed infine un rubinetto comune. Regolando l' apertura dei due rubinetti manteneva costante l' eccesso di pressione nella porzione del tubo compresa fra essi, essendo con ciò sicuro che il peso d' aria che effluiva nell' unità di tempo era costante.

Suppose qui che la pressione del gas si mantenesse la stessa nel serbatoio e nei due serpentini, e che la dilatazione avvenisse tutta all' uscita dal rubinetto. Come pressione del gas poi durante l' esperienza, assunse la media fra la pressione iniziale e la finale del serbatojo.

Con questo metodo eseguì quattro esperienze con pressioni medie che variarono da $7^{atm},47$ a $5^{atm},29$, e due esperienze alla pressione atmosferica dopo avere trasportata la vite regolatrice dell' efflusso del gas prima del serpentino posto nella caldaja. Ne risultò che per una pressione media di

$$6^{atm},24 \text{ ottenne } c_p = 0,22546$$
$$\text{mentre era } c_1 = 0,22610.$$

In questa serie il Regnault ottenne per c_1 un valore ancora più piccolo di quello ottenuto nella prima, ed egli ne attribuì la differenza ad alterazioni fatte nelle congiunzioni fra

caldaja e calorimetro, ed al fatto di non avere potuto sorpassare nella caldaja una temperatura di 110°, mentre che nella prima serie la temperatura della caldaja si aggirò sempre intorno ai 200°. Molto probabilmente però la causa principale risiede anche qui nella differenza di temperatura fra l' aria che esce dal calorimetro e l' acqua del calorimetro stesso, differenza che, anche se minore in valore assoluto, equivaleva ad una frazione molto maggiore del calore totale ceduto al calorimetro dal gas, perchè era minore la differenza di temperatura fra la caldaja ed il calorimetro. Comunque sia in questa serie di esperienze esistevano certamente le stesse cause di errore che segnalai per la prima, e per di più se ne aggiungeva un' altra, per le esperienze eseguite con gas compresso, dovuta al fatto che la pressione nel calorimetro non era costante durante tutta una esperienza, ma andava diminuendo dal principio alla fine; a tale variazione di pressione corrispondeva necessariamente un raffreddamento nel gas, e quindi un minore aumento nella temperatura del calorimetro. Mentre questa causa di errore è sensibilmente costante per ogni esperienza eseguita con gas compresso, come vedremo in seguito, la prima probabilmente aumentava con l' aumentare della pressione.

Infine il Regnault eseguì una terza serie di esperienze sull' aria atmosferica coll' intento di aumentare la pressione e rendere più piccole le variazioni di pressione durante ciascuna esperienza. A tale scopo costruì un nuovo recipiente di rame della capacità di più che otto volte quella del precedente, adottando per il modo di operare lo stesso metodo che nella seconda serie. Qui per di più aveva aumentata la capacità calorifica del calorimetro, e modificata la prima porzione del serpentino introducendovi una elicoide di sottile lastra di ottone che obbligava il gas a restare in esso più a lungo. (Si deve notare che questa prima porzione del tubo posto nel calorimetro era una grossa canna di ottone verticale del diametro di 20 mm.). Questa modificazione avrebbe dovuto diminuire l' eccesso di temperatura che conservava il gas sopra la temperatura dell' acqua del calorimetro alla sua uscita; però è a notarsi che molto probabilmente tale vantaggio fu eliminato

dal fatto che in questa serie fu più che raddoppiata la velocità del gas.

Per questa serie i risultati non sono che relativi, giacchè il Regnault non credette di dovere determinare la costante del calorimetro. Però essendo il calore specifico del gas rappresentato dall' espressione

$$c_p = M \frac{\Delta \theta}{P \tau}$$

dove sarebbe M la costante del calorimetro; $\Delta \theta$ l' aumento di temperatura del calorimetro dovuto al calore ceduto dal gas; P il peso del gas passato attraverso il calorimetro e τ la differenza di temperatura media fra la caldaja ed il calorimetro, egli calcolò l'espressione $\frac{\Delta \theta}{P \tau}$ per le determinazioni fatte, ottenendo i risultati contenuti nella seguente tabella:

Pres. media sotto la quale il gas ha attrav. il calorim.	Peso del gas effluito in un minuto	Peso totale del gas effluito	Temp. media del bagno d'olio	Temp. media del calorimetro	$\Delta \theta$	Valore del rapporto $\frac{\Delta \theta}{P \tau}$	Pressione media	$\frac{\Delta \theta}{P \tau}$ medii
1atm	gr 37,90	gr 379,02	101°,40	21°,31	3°,3759	11121		
1	40,88	408,83	101,39	19,01	3,7237	11056	1atm	11112
1	35,26	352,61	101,39	18,79	3,2499	11158		
3,29	36,63	279,24	100,55	23,98	2,3545	11009	3,795	11015
4,30	32,01	352,22	99,83	19,74	3,1082	11021		
7,88	32,97	329,72	101,22	22,62	2,8583	11029		
8,10	31,38	313,86	101,40	23,39	2,7431	11204		
8,96	34,43	344,35	101,53	18,17	3,1649	11026	8,696	11181
9,20	37,20	372,00	101,21	18,98	3,4593	11308		
9,34	26,61	266,14	100,21	19,12	2,3934	11090		
11,25	36,53	365,27	101,52	22,88	3,1984	11135		
12,16	32,56	325,56	101,52	16,90	3,0977	11244	11,94	11216
12,41	36,97	369,74	101,52	17,50	3,5007	11268		

Anche questa serie di esperienze, avendo dato dei valori che apparentemente variavano senza alcuna legge per $\frac{\Delta \theta}{P \tau}$, condusse il Regnault alla stessa conclusione che le due prime. Egli pertanto riassunse le sue ricerche con queste parole: « L' ensemble de ces recherches conduit à cette loi: *La cha-*

« *leur specifique de l'aire atmosphèrique ne dèpend que de*
« *son poids, et ne varie pas sensiblement avec sa densitè.*
« Néammoins il est possible que cette loi ne soit pas rigoureu-
« sement exacte, et qui il existe une petite variation de l'or-
« dre des anomalies que l'on observe dans la compressibilitè
« de l'air, ou dans son coefficiént de dilatation, entre les mè-
« mes limites de pression. Mais une variation aussi faible pou-
« rait difficilement ètre mis en èvidence par nos experiences ».

Come si vede però anche in questa terza serie si hanno le stesse cause di errore che nella seconda, quantunque, per vero dire, il raffreddamento del gas dovuto alla variazione di pressione, doveva essere qui meno forte che nella precedente. Sfortunatamente mancando la costante calorimetrica non è possibile stabilire la grandezza dell' errore proveniente dalla differenza di temperatura fra il gas che sorte dal serpentino posto nel calorimetro e l'acqua del calorimetro stesso, ma ad ogni modo è evidente che esso esiste.

Nelle colonne ottava e nona della tabella io raggruppai i risultati di queste esperienze riunendo quelli che furono ottenuti a pressioni più vicine; da tale raggruppamento ne risulta che il valore di $\frac{\Delta\theta}{P\tau}$ a partire da $3^{atm},795$ va crescendo; il coefficiente di aumento, relativo a c_p, sarebbe qui di 0,0005 circa per atmosfera; se pertanto si ammette che le cause di errore segnalate agiscano fra $3^{atm},795$ ed $11^{atm},94$ nelle stesse proporzioni secondo cui hanno agito fra 1^{atm} e $3^{atm},795$, questo coefficiente si aumenta notevolmente, diventando 0,00158 circa.

Secondo le mie esperienze il calore specifico medio dell'aria a pressione costante a 60° circa verrebbe espresso dall'equazione:

$$c_p = 0,23702 + 0,0015504\,(P-1) - 0,0000019591\,(P-1)^2$$

e quindi fra 1^{atm} ed 11^{atm} il coefficiente risulterebbe di 0,00153, con un accordo che appena si poteva sperare con quello che risulta dalle esperienze del Regnault, interpretate come dissi sopra.

Che in realtà l'interpretazione da me data alle esperienze del Regnault sia la vera, lo si vede anche confrontando i risultati delle tre serie di esperienze. Nella prima serie infatti

si ha che c_p risulta di alcun poco superiore a c_1; nella seconda serie dove le cause che tendono a diminuire c_p sono aumentate, si trova che c_p è alcun poco inferiore a c_1; dalla terza serie infine, dove si hanno determinazioni per varie pressioni, risulta che c_p riesce inferiore a c_1 per piccole pressioni; ma poi aumenta gradatamente fino a rendersi superiore in modo più che sensibile. Conchiudendo pertanto, mi sembra di poter asserire che, se si tiene conto delle osservazioni che mi sono permesso di fare e dei risultati delle mie ricerche, non si può a meno di ammirare l'estrema abilità sperimentale del Regnault che in esperienze così delicate seppe portare l'esattezza fino ad un punto tale che, pur avendo dovuto lottare contro una causa d'errore ignota, le sue esperienze rettamente interpretate conducono alle stesse conseguenze a cui fui portato io stesso nella lunga serie di ricerche fino ad ora eseguite, nelle quali ho potuto eliminare le cause di errore che intervenivano in quelle del Regnault.

Ritengo poi inutile esaminare le esperienze relative all'idrogeno ed all'anidride carbonica, essendo perfettamente eguali a quelle relative all'aria.

Per meglio avvalorare le osservazioni ora svolte, ho tentato di fare uno studio del valore di c_p per l'aria con due metodi perfettamente differenti da quello fin qui seguìto. Dei risultati ottenuti ne darò qui brevemente relazione.

Primo metodo. — Questo primo metodo è una copia di quello usato nella seconda e terza serie dal Regnault. I miei mezzi però essendo molto limitati, non ho potuto procurarmi un recipiente tanto grande quanto quello del Regnault, e mi limitai a servirmi dei due soliti cilindri di acciaio che ho adoperato fin qui, posti in serie e vuotati dal mercurio. Da questi due cilindri parte una conduttura provvista di due appendici laterali che conducono alla pompa ed al manometro; questa conduttura mette ai due serpentini e quindi ad un rubinetto di scarico. Il rubinetto di scarico è unito ad un serpentino in vetro contenuto in un bagno d'acqua, e quindi al contatore del Chabaud di cui tenni parola nella precedente Memoria [1]). In quanto alla caldaja levai i due involucri che

1) Atti del R. Ist. Ven. di Scienze lettere ed Arti (Seduta del 18 Luglio 1897).

servivano a contenere il serpentino, di modo che quest'ultimo era direttamente immerso nell' olio, pur mantenendosi la disposizione descritta nel precedente lavoro in riguardo alla unione fra calorimetro e caldaja.

Così disposte le cose eseguii due serie di esperienze con un metodo, che essendo perfettamente eguale a quello del Regnault, non sto a descrivere; nella prima la caldaja veniva portata ad una temperatura di 100° circa, mentre che nella seconda la temperatura della caldaja era eguale a quella dell' ambiente. Le mie esperienze pertanto si differenziano da quelle del Regnault perciò che la quantità di gas usata in ogni singola determinazione era necessariamente minore, e le variazioni nella pressione erano maggiori; di più la pressione a cui portai tutto l' apparecchio invece che di sole 15 atmosfere fu di 120.

I risultati ottenuti sono compresi nella seguente tabella:

Pressione iniziale	Pressione finale	Pressione media	Peso del gas effluito	Durata dell'efflusso	Temp. media della caldaia	Temp. media del calorim.	Temp. media nell'ambient.	Δcorr.	c_p
atm	atm	atm	gr		0	0	0	0	
30,19	9,79	19,99	34,9801	10m	76,0	22,053	19,35	0,227	0,2591
32,81	18,61	25,71	24,5148	7	91,2	22,642	18,53	0,210	0,2692
36,00	15,73	25,87	34,8152	8	80,5	22,092	19,52	0,254	0,2683
38,43	17,15	27,79	34,7362	7	85,3	22,424	20,93	0,275	0,2708
36,40	22,18	29,29	24,6835	7	91,35	20,859	17,39	0,221	0,2728
47,11	32,81	39,96	24,7688	5	90,0	22,411	18,53	0,223	0,2871
50,55	30,19	40,37	34,9616	8	77,3	21,814	19,33	0,260	0,2880
50,64	36,40	43,52	24,6708	8	91,8	20,550	17,35	0,239	0,2923
56,06	36,01	46,03	34,7460	7	81,3	21,903	19,37	0,284	0,2965
58,66	38,43	48,54	34,7791	3	86,2	21,701	20,80	0,313	0,3000
61,24	47,11	51,17	24,3724	9	88,35	22,144	18,53	0,228	0,3044
64,85	50,64	57,74	24,6947	16	92,1	20,160	17,33	0,254	0,3075
70,83	50,55	60,69	34,8339	8	78,8	21,476	19,33	0,289	0,3114
76,43	56,06	66,24	34,9482	7	82,2	21,729	19,35	0,312	0,3172
75,55	61,24	68,39	24,1445	7	89,3	21,878	18,53	0,242	0,3197
78,54	58,66	68,60	34,1001	7	87,6	22,582	20,73	0,329	0,3190
79,05	64,85	71,95	24,6762	8	93,7	19,617	17,30	0,273	0,3215
91,40	70,83	81,11	35,1662	6	90,6	21,018	19,31	0,377	0,3312
89,69	75,55	82,62	24,3129	8	93,2	21,464	18,43	0,269	0,3320
96,63	76,43	86,53	34,7652	5	81,6	21,477	19,35	0,342	0,3358
99,36	78,54	88,95	35,4516	4	87,5	21,996	20,60	0,361	0,3373
103,80	89,69	96,74	24,3207	5	97,9	20,843	18,38	0,302	0,3464
117,14	96,63	106,88	34,4365	5	87,6	21,087	19,35	0,379	0,3560
119,88	99,36	109,62	34,9618	6	86,6	21,176	20,54	0,381	0,3583

I valori di c_p contenuti nella precedente tabella hanno un andamento perfettamente identico a quello dato nella tabella 4ª della Mem. II sul calore specifico dei gas parte prima (N. *Cim.* (4), 1, p. 340, 1895), quantunque restino un poco più bassi; la differenza è certamente dovuta al fatto, come vedremo subito, che il calorimetro subiva un certo raffreddamento dovuto alla variazione della pressione nell' apparecchio durante ogni esperienza, variazione che sale a 14 od a 20 atm.

La regolarità poi con cui aumentano i valori di c_p con l' aumentare della pressione media, ad onta che abbia fatto variare entro limiti abbastanza estesi la velocità d' efflusso del gas, è arra sicura per poter dire che in realtà il gas usciva dal serpentino calorimetrico dopo avere assunto una temperatura perfettamente eguale a quella del calorimetro stesso.

I valori di c_p pertanto, come si vede, crescono dapprima abbastanza rapidamente, ma poi più lentamente e fra le pressioni da 20 a 110 atm. circa l' aumento medio sarebbe di 0,00111 per atmosfera, mentre dai numeri contenuti nella citata tabella 4ª risulta che c_p subisce un aumento medio di 0,00129 per atmosfera per pressioni comprese fra gli stessi limiti.

Onde assicurarmi che in realtà vi era un raffreddamento dovuto alla diminuzione della pressione, eseguii numerose osservazioni mantenendo caldaja e calorimetro alla temperatura ambiente; e del resto operando come prima. Senza riferire minutamente tutti i dati sperimentali, mi limito qui a riportarne le conclusioni. In tutte le esperienze da me eseguite secondo questo metodo, giunsi alla conclusione che *realmente il calorimetro si raffreddava durante l' efflusso del gas.* Tale raffreddamento fu sensibilmente sempre eguale, qualunque fossero i limiti estremi di pressione e la velocità d' efflusso del gas, purchè la quantità totale di gas effluita rimanesse la stessa, od in altre parole, purchè fosse sempre la stessa la diminuzione della pressione.

Eseguii infine una terza serie di esperienze per assicurarmi che se il gas passando attraverso al calorimetro non si raffredda completamente, l' eccesso di temperatura è, almeno fino ad un certo limite, tanto maggiore quanto più elevata è la pressione. A tale scopo, dopo avere rimesso il mercurio nei

due cilindri e ristabilite le comunicazioni quali esistevano nei lavori precedenti, al serpentino calorimetrico solito ho sostituito un altro serpentino formato da una canna di rame il cui diametro interno è di 8 mm., e la lunghezza di m. 1 $^1/_2$. Una delle estremità di questo serpentino la saldai direttamente al tubo che sorte dalla caldaja, mentre che ripiegai verticalmente l' altra estremità in modo che sortiva dall' acqua del calorimetro per una lunghezza di circa 18 cm. A circa 3 cm. dal termine di questo tubo saldai ad angolo retto un tubicino di rame che serviva a stabilire la comunicazione del nuovo serpentino con la conduttura che porta il cilindro fisso. Finalmente con un tubo di rame a grosse pareti (diametro esterno 6 mm.), ripiegato ad U e forato nei vertici dei due angoli retti, costruii una pinzetta termoelettrica rame-nichel; i due fili di nichel, ben rivestiti con un nastro di seta, li introdussi nei due rami verticali del tubo ad U, e li saldai alle due estremità. I due rami di questa U misuravano 5 cm. circa l' uno e 25 cm. circa l' altro. Il più corto, opportunamente assottigliato vicino alla saldatura, lo introdussi nella estremità aperta del tubo che formava il serpentino calorimetrico in modo che la saldatura Cu-Ni, che indicherò con *prima*, si portava un centimetro circa al disotto del punto in cui aveva saldato il tubo orizzontale, e quindi ve lo saldai a stagno. L' altra saldatura della pinzetta la posi entro un bagno alla temperatura ambiente. La *prima* saldatura quindi, veniva circondata dalla corrente gazosa che sortiva dal serpentino calorimetrico: data però la piccola massa di gas che poteva far passare attraverso al serpentino nell' unità di tempo, la capacità calorifica della pinzetta relativamente grande rispetto a quella dell' aria, e di più dato che il gas non era probabilmente in condizioni da eguagliare senz' altro la sua temperatura a quella della pinzetta, così è chiaro che la temperatura assunta da questa saldatura non era quella del gas, ma veniva ridotta in un rapporto che si doveva mantenere pressochè costante. Posi la pinzetta in circuito con un galvanometro Wiedemann e lessi le deviazioni dell' ago con cannocchiale essendo la scala posta ad una distanza di circa 5,8 m. dallo specchio.

Così disposte le cose portai verso 100° la temperatura della caldaja, feci circolare l'acqua nello schermo fra la caldaja ed il calorimetro, posi in movimento l'agitatore, e quindi osservai di minuto in minuto la deviazione del galvanometro. Quando l'ago si manteneva fermo, faceva circolare il gas nell'apparecchio, continuando a tenere in osservazione il galvanometro. Generalmente le due saldature non erano alla stessa temperatura, ma la *prima* si trovava ad una temperatura alcun poco superiore a quella della *seconda*. Al momento in cui il gas circolava, passando dal serpentino posto nella caldaja a quello che si trovava nel calorimetro, osservai sempre un aumento nella deviazione galvanometrica, ma in proporzioni differenti. Eseguii due serie di osservazioni; l'una con aria alla pressione atmosferica, e l'altra con aria sotto una pressione di circa 25 atmosfere; ciascuna serie comprende dieci osservazioni. Ne risultò costantemente che *l'aumento di temperatura subìto dalla prima saldatura della pinzetta con l'aria alla pressione atmosferica fu presso a poco la metà di quello che mostrò quando l'aria era sotto la pressione di 25 atmosfere.*

Queste esperienze confermano evidentemente quanto già dissi a proposito delle esperienze del Regnault. L'eccesso di temperatura che mantiene il gas nel sortire dal serpentino sopra l'acqua del calorimetro, è tanto maggiore quanto maggiore è la pressione del gas sotto cui si opera. Nè si può obbiettare che ciò sia dovuto alla massa differente di gas che circola nell'apparecchio nei due casi, poichè la durata della circolazione era di 22 minuti, mentre che il massimo di temperatura la pinzetta lo raggiungeva dopo soli 6 minuti circa dal principio della circolazione se l'aria era a 25 atm., e dopo 10 min. se si trovava alla pressione atmosferica; per di più mi assicurai direttamente che la dispersione calorifica della pinzetta, sia per radiazione sia per conduzione, era nelle condizioni in cui mi trovava insignificante.

Sarebbe stato mio desiderio di studiare il comportamento anche per pressioni superiori, però il tubo che mi servì alla costruzione del nuovo serpentino non mi ispirava grande fiducia e non ritenni prudente aumentare ulteriormente la pressione.

Conchiudendo mi sembra di potere senz' altro asserire che le considerazioni e le esperienze riferite in questa prima parte della presente Memoria, fanno ritenere che in realtà il calore specifico dell' aria atmosferica a pressione costante e riferito all' unità di peso, dipende, anche per basse pressioni dalla sua densità [1]). Vedremo nella seconda parte, che questa conclusione mi riuscì di confermare anche mediante ricerche radicalmente differenti da quelle fino ad ora eseguite.

Dall' Istituto fisico dell' Università di Siena
Giugno 1897.

SULLA RIDUCIBILITÀ DELLE EQUAZIONI ELETTRODINAMICHE DI HELMHOLTZ ALLA FORMA HERTZIANA,

di TULLIO LEVI-CIVITA.

Le relazioni matematiche tra le forze elettriche e magnetiche nell' etere libero, assegnate da Clerk Maxwell, vennero (colle debite modificazioni) estese da Hertz ad un campo qualunque, sì da abbracciare l' intera classe dei fenomeni elettromagnetici.

È noto che Maxwell aveva dedotto le sue equazioni da ipotesi piuttosto complicate e con ragionamenti non sempre corretti; per non incorrere in simili inconvenienti, parve a Hertz miglior cosa di prescindere (almeno nel caso dei corpi in quiete) da ogni giustificazione *a priori*, limitandosi a far risaltare il perfetto accordo fra la rappresentazione matematica e quasi tutti i fatti sperimentali finora studiati.

1) Ciò ha luogo certamente anche per gli altri gas, come risulta dalle mie precedenti ricerche. Per l' anidride carbonica in particolare il coefficiente di variazione con la pressione da me dato, è pienamente confermato dalle ricerche dell' Amagat. Secondo questo fisico infatti il valore di c_p alla pressione di 50 atm. ed alla temperatura di 50° per l' anidride carbonica, calcolato in base alle sue isoterme ed ai dati del Joly per il calore specifico a volume costante è 0,3271. Il Regnault per l' anidride carbonica alla pressione atmosferica fra 10° e 100° dà per c_p il valore 0,2025. Il coefficiente di variazione calcolato da questi dati è di 0,00254, mentre che dalle mie ultime ricerche (Atti del R. Istit. Ven. VIII, (7)) risulterebbe di 0,00233.

Dal punto di vista positivo, null' altro [1]) si potrebbe esigere, qualora di molti fenomeni elettromagnetici (per es. degli stazionarii) non si possedessero già trattazioni sistematiche, conformi del pari all' esperienza e seducenti non meno pel rigore logico dell' insieme che per la limpida semplicità delle ipotesi fondamentali.

L' insigne valore storico e metodologico di queste teorie classiche vieta che si possano ora tacciare di speculazioni metafisiche: talchè si rende più tosto desiderabile che venga fatto di raccogliere nello stesso indirizzo tutte le manifestazioni dell' elettromagnetismo. A tale scopo vennero proposte da fisici e matematici eminenti ipotesi disparate, di cui, se alcune si possono impugnare per conseguenze fisicamente inaccettabili [2]), altre, nelle loro deduzioni bene armonizzanti, e non contradette finora dai fatti, richiedono matura discussione.

Fra le teorie classiche della elettrodinamica, quella è senza alcun dubbio particolarmente notevole, che fu stabilita e svolta ampiamente da Helmholtz [3]), in base alla legge potenziale di

1) Rimane però, *anche dal lato strettamente fisico*, la possibilità di ricondurre i fenomeni in questione ad altri più semplici o di tipo più intuitivo, come ad es. i fenomeni dinamici. Una tale possibilità, congiunta forse al bisogno psicologico di risalire nei legami causali, diede origine a molte teorie ed interpretazioni meccaniche dell' elettromagnetismo, le quali sono tutte astrattamente possibili, ma in realtà solo dall' esperienza potrebbero, e potranno forse un giorno, venir sancite o reiette. Prescindendo dall' importanza matematica, esse hanno per ora appena il valore di un modello. Si consulti nei riguardi di tutto ciò:

H. Ebert. Zur Theorie der magnetischen und elektrischen Erscheinungen e Ueber die Bewegungsformen, welche den elektromagnetischen Erscheinungen zu Grunde gelegt werden können, (Wiedemann's Annalen, B. 51 e 52).

Queste Memorie del sig. Ebert, oltre all' esposizione di una nuova teoria, contengono un' accurata letteratura dell' argomento.

2) Veggasi per es. in più memorie di Helmholtz (Wissenschaftliche Abhandlungen, B. 1, pag. 537-687) la critica della legge di Weber.

3) Loco citato, pag. 537-820, siccome però noi qui dovremo occuparci dei corpi in quiete, basterà riferirsi quasi esclusivamente alla prima delle memorie elettrodinamiche (Ueber die Bewegungsgleichungen der Elektricität für ruhende Körper, ibidem, pag. 545-628).

F. Neumann: Se essa coincida in sostanza con quella di Hertz o dove e come ne differisca, non fu esaminato per anco [1]), ma la indagine non è, parmi, superflua, onde vorrei intrattenerne i lettori di questo periodico.

Espongo frattanto il resultato ottenuto e alcune considerazioni, che vi si connettono intimamente.

La teoria elettrodinamica di Helmholtz (corrispondente alla legge potenziale di F. Neumann) *conduce alle equazioni hertziane, qualora si ammetta che le azioni a distanza* (tanto di origine elettrostatica, quanto di origine elettrodinamica) *si propaghino con velocità finita* [2]).

Più precisamente noi introdurremo l' ipotesi che, in un mezzo indefinito, generalmente omogeneo [3]) ed isotropo, la velocità di propagazione sia uniforme ed espressa da $\frac{1}{A\sqrt{\varepsilon\mu}}$, dove $\frac{1}{A}$ è la velocità della luce nell' etere, ε e μ rappresentano rispettivamente le costanti di dielettricità e di magnetiz-

1) Helmholtz fece vedere che le equazioni di Maxwell (e quindi le hertziane) rientrano come caso limite in quelle da lui stabilite. Però codesto passaggio al limite snatura completamente il punto di vista primitivo, nè si presta ad un confronto fra le relazioni, che legano, nei due casi, le stesse quantità fisiche. Un tentativo in questo senso fu fatto da Hertz nello scritto Ueber die Beziehungen zwischen den Maxwell' schen elektrodynamischen Grundgleichungen und den Grundgleichungen der gegnerischen Elektrodynamik (Ges. Werke, B. 1, pag. 295-319) dove si trovano assegnate le correzioni, mediante cui, nel caso dell' etere, si può passare dalle equazioni dell' elettrodinamica ordinaria a quelle di Maxwell. Non si può tacere tuttavia che le ipotesi dell' illustre estinto sono fisicamente infelici e in aperta contraddizione collo svolgimento matematico. Cfr. C. Neumann. Allgemeine Untersuchungen ueber das Newton' sche Princip der Fernwirkungen, (Leipzig 1896, achtes Capitel, § 5).

2) Si avverta che l' idea di attribuire alle azioni a distanza una velocità di propagazione finita è tutt' altro che nuova: Anzi Gauss e Riemann ritennero che in essa si dovesse cercare il fondamento della elettrodinamica: Quanto all' esistenza qualitativa del fenomeno (o di altro equivalente per le conseguenze sperimentali), se ne ha attualmente una prova indiscutibile nelle celebri esperienze di Hertz sui raggi di forza elettrica.

3) Intendiamo con ciò un mezzo, la cui omogeneità abbia soltanto eccezioni superficiali.

zazione del mezzo. Per brevità, designeremo talora questa ipotesi colla lettera (I).

Si vede subito che, per attribuirle forma matematica, basta sostituire, al potenziale elementare

$$\frac{\Omega(\xi, \eta, \zeta, t)}{r}$$

$$(r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2})$$

di una massa o componente di corrente Ω, esistente all' istante t nel punto (ξ, η, ζ), il potenziale $\dfrac{\Omega(\xi, \eta, \zeta, t - A\sqrt{\varepsilon\mu} \,.\, r)}{r}$.

Le due espressioni coincidono, se Ω non dipende da t, cioè per tutti i fenomeni di carattere stazionario; in ogni caso, per essere $A\sqrt{\varepsilon\mu}$ una quantità molto piccola, la ipotesi (I) ha, rispetto alla teoria di Helmholtz, soltanto un valore correttivo e le divergenze sono trascurabili, finchè il campo, entro cui avvengono e si osservano le azioni elettromagnetiche, sia abbastanza ristretto, rispetto alla velocità della luce. Di qua risulta che, qualora le equazioni di Hertz corrispondano effettivamente alla realtà, assai poco se ne scostano, entro certi limiti, anche le originarie equazioni di Helmholtz.

La ipotesi (I) le fa coincidere identicamente colle equazioni hertziane o, per essere esatti, le fa diventare *integrali* (funzionali) di quelle.

Le relazioni integrali, così per incidenza assegnate, sono meno semplici delle equazioni di Hertz, ma dicono manifestamente qualche cosa di più e potranno rendere talora utili servigi anche dal punto di vista matematico.

Merita di essere notata un' altra circostanza, resa probabile dalla nostra ricerca, cioè che, *fra le leggi elementari di induzione elettrodinamica, proposte da Ampère, Faraday, Grassmann, F. Neumann, W. Weber, C. Neumann* [1]), *la più*

1) Cfr. Helmholtz. Wiss Abh., B. I, pag. 774-790).

In una importante memoria (Leipz. Berichte, 1896) il signor C. Neumann discusse con profonda analisi la forma matematica delle leggi elementari elettrodinamiche ed espose sommariamente alcuni risultati di grande interesse. Mettendoli in relazione col presente lavoro, se ne desume un argomento in pregiudizio di

attendibile, anche per circuiti aperti, è (nel caso dei corpi in quiete e tenuto conto della ipotesi correttiva (I) sopra indicata) *la legge potenziale di F. Neumann* [1]) *in quanto essa e soltanto essa* [2]) *permette di arrivare alle equazioni di Hertz.*

Io mi sono quì limitato a considerare le azioni elettromagnetiche in un mezzo indefinito, generalmente omogeneo, isotropo ed in quiete, poichè, tolta su questo terreno la discrepanza fra la elettrodinamica classica e la hertziana, si intuisce senza alcuna difficoltà come, proseguendo in modo analogo, si possa pervenire ad un accordo completo.

Così ad esempio, per un mezzo in movimento, basterà, secondo la via tracciata dal Prof. Volterra [3]), possedere le trasformate in coordinate generali delle equazioni di Helmholtz.

Ma di ciò eventualmente in altra occasione. Dovrei allora entrare in più minuti dettaglii, per preludere alla trattazione di un campo elettromagnetico generale, dopo di che mi sarebbe possibile (invocando il principio della conservazione dell' energia) di indagare la legge delle azioni ponderomotrici.

Pel momento sembrami conveniente di escludere ogni complicazione, nella lusinga che la semplicità dello svolgimento sia per conciliarmi la benevola attenzione degli studiosi.

1. Sia S un mezzo indefinito, generalmente omogeneo, isotropo ed in quiete, in cui avvengano fenomeni elettrodinamici. Dicansi complessivamente σ le superficie, situate comunque,

certa ipotesi Epsilon, che il chiar.mo Autore sembra prediligere, senza per altro attribuirvi un valor essenziale.

1) Ricordo a questo proposito che Helmholtz si attenne costantemente alla legge potenziale di F. Neumann e non celò il proprio convincimento che essa fosse per prevalere in via definitiva.

2) Non ho, per vero dire, mostrato esplicitamente che *soltanto* la legge di F. Neumann permette di arrivare alle equazioni di Hertz, ma lo si può riconoscere, assumendo a punto di partenza un' altra qualunque tra le leggi mentovate ed applicando ad essa il procedimento, che sarà quì impiegato per la legge di F. Neumann. In tal modo si otterrebbero equazioni *contradditorie* con quelle di Hertz.

3) Sopra le equazioni di Hertz, (in questo giornale, t. 29, 1891).

purchè, si intende, fisse in S, lungo cui può venir meno la omogeneità dello stesso S.

Gli elementi, che determinano lo stato fisico del mezzo (considerando il fenomeno del movimento dell' elettricità nel suo aspetto più generale, ma prescindendo da manifestazioni d' altra natura) sono la densità elettrostatica e le componenti della corrente in ciascun punto (ξ, η, ζ) e in ciascun istante t. Supporremo che la distribuzione della elettricità statica e delle correnti sia generalmente di volume, ma che possa aver luogo sopra le σ anche una distribuzione elettrostatica a due dimensioni. Si indicheranno con $E(\xi, \eta, \zeta, t)$, $u(\xi, \eta, \zeta, t)$, $v(\xi, \eta, \zeta, t)$, $w(\xi, \eta, \zeta, t)$, la densità elettrostatica di volume e le componenti della corrente in un generico punto (ξ, η, ζ) di S e nell' istante t; con $e(\xi, \eta, \zeta, t)$ la densità superficiale in un punto (ξ, η, ζ) delle superficie σ e pure nell' istante t.

Le funzioni E, u, v, w si risguarderanno nulle all'infinito d' ordine superiore al secondo e, per ogni valore di t, finite, continue e derivabili in tutto lo spazio S, fatta eccezione per le superfici σ, passando attraverso alle quali potranno subire delle discontinuità. La densità superficiale e si intenderà finita, continua e derivabile rispetto al tempo sopra ogni superficie σ.

Designeremo con p', E', u', v', w', f'; p'', E'', u'', v'', w'', f'' le due direzioni della normale, i valori limiti di E, u, v, w, e più generalmente di una qualsiasi funzione f, da una parte e dell' altra di σ [1]; con $\alpha' = -\alpha''$, $\beta' = -\beta''$, $\gamma' = -\gamma''$ i coseni direttori di p' e di p''.

Per completare la determinazione analitica del fenomeno, considerato isolatamente, basta aver riguardo alle relazioni fondamentali (equazioni di continuità):

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial w}{\partial \zeta} \tag{1}$$

$$-\frac{\partial e}{\partial t} = u'\alpha' + v'\beta' + w'\gamma' + u''\alpha'' + v''\beta'' + w''\gamma''. \tag{2}$$

1) Per non essere prolissi, ragioneremo sempre come se le superficie σ possedessero in ciascun punto piano tangente. Intenderemo tuttavia che tale condizione sia soddisfatta solo generalmente, bastando ciò a legittimare le operazioni di calcolo, che dovremo eseguire.

2. Ciò posto, occupiamoci di collegare il movimento della elettricità con altri concetti fisici e, in primo luogo, dette rispettivamente ε e μ le costanti di dielettricità e di magnetizzazione del mezzo S, consideriamo, accanto alle densità vere E, e e alle correnti vere u, v, w, le quantità:

(3) $$\mathbf{E} = \frac{E}{\varepsilon}, \qquad \mathbf{e} = \frac{e}{\varepsilon}$$

(4) $$\mathbf{u} = \mu u, \quad \mathbf{v} = \mu v, \quad \mathbf{w} = \mu w.$$

chiamate, come è noto, densità dell' elettricità *libera* e componenti della corrente *libera*, poichè appunto esse quantità (e non le corrispondenti italiche) rimangono, o rispettivamente divengono *libere* di esercitare azioni a distanza. I potenziali relativi sarebbero, secondo l' ordinaria teoria della propagazione istantanea.

$$\int_S \frac{\mathbf{E}}{r} dS, \int_\sigma \frac{\mathbf{e}}{r} d\sigma, \int_S \frac{\mathbf{u}}{r} dS \text{ ecc.}$$

(con $r = \sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z-\zeta)^2}$ e $dS = d\xi\, d\eta\, d\zeta$):

Ammessa invece l' ipotesi (I) che la velocità di propagazione sia $\frac{1}{A\sqrt{\varepsilon\mu}}$, avremo i potenziali:

(5) $$\mathbf{F}(x, y, z, t) = \int_S \frac{\mathbf{E}(\xi, \eta, \zeta, t - A r \sqrt{\varepsilon\mu})}{r} dS + \int_\sigma \frac{\mathbf{e}(\xi, \eta, \zeta, t - A r \sqrt{\varepsilon\mu})}{r} d\sigma$$

(6) $$\begin{cases} \mathbf{U}(x, y, z, t) = \int_S \frac{\mathbf{u}(\xi, \eta, \zeta, t - A r \sqrt{\varepsilon\mu})}{r} dS \\ \mathbf{V}(x, y, z, t) = \int_S \frac{\mathbf{v}(\xi, \eta, \zeta, t - A r \sqrt{\varepsilon\mu})}{r} dS \\ \mathbf{W}(x, y, z, t) = \int_S \frac{\mathbf{w}(\xi, \eta, \zeta, t - A r \sqrt{\varepsilon\mu})}{r} dS. \end{cases}$$

Rispetto alla natura analitica delle funzioni **F**, **U**, **V**, **W**, si osserva quanto segue [1]):

La funzione **F** e le sue derivate prime sono finite e continue in tutto lo spazio, fatta eccezione per le superficie σ, dove la **F** stessa e le devivate tangenziali rimangono continue, mentre le derivate normali presentano la discontinuità:

$$\frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial p'} + \frac{\partial \mathbf{F}''}{\partial p''} = -4\pi \mathbf{e} ; \tag{5a}$$

in ogni punto di S, non appartenente alle superficie σ, è verificata l' equazione:

$$\Delta_2 \mathbf{F} - A^2 \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial t^2} = -4\pi \mathbf{E} ; \tag{5'}$$

le funzioni **U**, **V**, **W**, sono ovunque finite e continue, assieme alle loro derivate prime, e soddisfanno ordinatamente alle equazioni:

$$(6')\quad \begin{cases} \Delta_2 \mathbf{U} - A^2 \varepsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = -4\pi \mathbf{u} \\ \Delta_2 \mathbf{V} - A^2 \varepsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} = -4\pi \mathbf{v} \\ \Delta_2 \mathbf{W} - A^2 \varepsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{W}}{\partial t^2} = -4\mu \mathbf{w} \end{cases}$$

Oltre a queste proprietà, dovute esclusivamente alla forma della (5) e delle singole (6), si può stabilire una relazione importantissima tra le quattro funzioni **F**, **U**, **V**, **W**.

Notiamo a tale scopo che, in causa delle (3), (4), le (1), (2) danno:

$$-\varepsilon\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \zeta} \tag{1'}$$

$$-\varepsilon\mu \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = \mathbf{u}'\alpha' + \mathbf{v}'\beta' + \mathbf{w}'\gamma' + \mathbf{u}''\alpha'' + \mathbf{v}''\beta'' + \mathbf{w}''\gamma'' \tag{2'}$$

ossia, cambiando t in $t - A r \sqrt{\varepsilon\mu}$ e designando per brevità con $\overline{f}$,

1) Volterra. Sul principio di Huyguens. (Tomi 31, 32 e 33 di questo giornale).

ciò, che diviene una funzione $\overline{f}$ di t, quando si sostituisce $t - \mathrm{A} r \sqrt{\varepsilon\mu}$ al posto di t:

$$(1'') \qquad -\varepsilon\mu \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{\mathbf{w}}}{\partial \zeta} + \mathrm{A}\sqrt{\varepsilon\mu} \left\{ \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{dt} \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{\mathbf{w}}}{dt} \frac{\partial r}{\partial \zeta} \right\}$$

$$(2'') \qquad -\varepsilon\mu \frac{\partial \overline{\boldsymbol{\Theta}}}{\partial t} = \overline{\mathbf{u}}' \alpha' + \overline{\mathbf{v}}' \beta' + \overline{\mathbf{w}}' \gamma' + \overline{\mathbf{u}}'' \alpha'' + \overline{\mathbf{v}}'' \beta'' + \overline{\mathbf{w}}'' \gamma'' ;$$

d' altra parte:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} = \int_{S} \left\{ \frac{\partial \frac{\overline{\mathbf{u}}}{r}}{\partial x} + \frac{\partial \frac{\overline{\mathbf{v}}}{r}}{\partial y} + \frac{\partial \frac{\overline{\mathbf{w}}}{r}}{\partial z} \right\} dS =$$

$$- \int_{S} \left\{ \overline{\mathbf{u}} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \xi} + \overline{\mathbf{v}} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \eta} + \overline{\mathbf{w}} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \zeta} \right\} dS$$

$$+ \mathrm{A}\sqrt{\varepsilon\mu} \int_{S} \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{\mathbf{w}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \zeta} \right\} dS$$

$$= \int_{S} \left[\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{\mathbf{w}}}{\partial \zeta} + \mathrm{A}\sqrt{\varepsilon\mu} \left\{ \frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{\mathbf{w}}}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \zeta} \right\} \right] \frac{dS}{r}$$

$$+ \int_{\sigma} [\overline{\mathbf{u}}' \alpha' + \overline{\mathbf{v}}' \beta' + \overline{\mathbf{w}}' \gamma' + \overline{\mathbf{u}}'' \alpha'' + \overline{\mathbf{v}}'' \beta'' + \overline{\mathbf{w}}'' \gamma''] \frac{d\sigma}{r},$$

per cui, confrontando colle (1''), (2''), si deduce:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} = -\varepsilon\mu \int_{S} \frac{\partial \overline{\mathbf{E}}}{\partial t} \frac{dS}{r} - \varepsilon\mu \int_{\sigma} \frac{\partial \overline{\boldsymbol{\Theta}}}{\partial t} \frac{\partial \sigma}{r},$$

e, siccome il secondo membro, in virtù della (5), equivale a $-\varepsilon\mu \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}$, risulta in definitiva:

$$(7) \qquad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} = -\varepsilon\mu \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t},$$

che è la relazione annunciata.

3. Nel paragrafo precedente si sono considerati i potenziali $\mathbf{F}$, $\mathbf{U}$, $\mathbf{V}$, $\mathbf{W}$ soltanto sotto l'aspetto matematico, come funzioni definite dalle (5), (6). Ne stabiliremo ora gli attributi fisici, mettendoli in relazione *colle forze e colle polarizzazioni elettriche e magnetiche.*

Si designino con X, Y, Z, $\mathbf{X}$, $\mathbf{Y}$, $\mathbf{Z}$, le componenti della forza e della polarizzazione elettrica, con L, M, N, $\mathbf{L}$, $\mathbf{M}$, $\mathbf{N}$ le componenti della forza e della polarizzazione magnetica.

La teoria elettrodinamica di Helmholtz (tenuto conto, si intende, della ipotesi correttiva (I)) conduce a porre:

$$(8)\qquad \begin{cases} \mu\,\mathrm{L}=\mathbf{L}=\mathrm{A}\left(\dfrac{\partial\mathbf{V}}{\partial z}-\dfrac{\partial\mathbf{W}}{\partial y}\right)\\ \mu\,\mathrm{M}=\mathbf{M}=\mathrm{A}\left(\dfrac{\partial\mathbf{W}}{\partial x}-\dfrac{\partial\mathbf{U}}{\partial z}\right)\\ \mu\,\mathrm{N}=\mathbf{N}=\mathrm{A}\left(\dfrac{\partial\mathbf{U}}{\partial y}-\dfrac{\partial\mathbf{V}}{\partial x}\right)\end{cases}.$$

$$(9)\qquad \begin{cases} \dfrac{\mathbf{X}}{\varepsilon}=\mathrm{X}=-\dfrac{\partial\mathbf{F}}{\partial x}-\mathrm{A}^2\dfrac{\partial\mathbf{U}}{\partial t}\\ \dfrac{\mathbf{Y}}{\varepsilon}=\mathrm{Y}=-\dfrac{\partial\mathbf{F}}{\partial y}-\mathrm{A}^2\dfrac{\partial\mathbf{V}}{\partial t}\\ \dfrac{\mathbf{Z}}{\varepsilon}=\mathrm{Z}=-\dfrac{\partial\mathbf{F}}{\partial z}-\mathrm{A}^2\dfrac{\partial\mathbf{W}}{\partial t}\end{cases}$$

Non sarà male ricordare brevemente come si giustificano queste equazioni, o, se si vuole, quali sono le leggi fisiche (elementari), da cui esse provengono. Potremo limitarci al caso di un mezzo non polarizzabile, poichè l' estensione al caso generale si fa poi in modo ovvio [1]).

Avremo $\varepsilon=\mu=1$ e $\mathbf{E}=\mathrm{E}$, $\mathbf{e}=e$, $\mathbf{u}=u$, $\mathbf{v}=v$, $\mathbf{w}=w$, $\mathbf{L}=\mathrm{L}$, $\mathbf{M}=\mathrm{M}$, $\mathbf{N}=\mathrm{N}$, $\mathbf{X}=\mathrm{X}$, $\mathbf{Y}=\mathrm{Y}$, $\mathbf{Z}=\mathrm{Z}$. Secondo la *legge di Coulomb*, la azione elettrostatica, esercitata nell' istante t, dalla massa elettrica elementare $\mathrm{E}(\xi, \eta, \zeta, t)\,d\mathrm{S}$, sulla massa $+1$, situata in (x, y, z), avrebbe per componenti $-\mathrm{E}\dfrac{\partial\frac{1}{r}}{\partial x}d\mathrm{S}$,

1) Si vegga: W. Voigt. Kompendium der theoretischen Physik. (Leipzig 1896, B. 2, pag. 48-58, 206-218).

$-\mathrm{E}\dfrac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} d\mathrm{S}$, $-\mathrm{E}\dfrac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} d\mathrm{S}$; in conformità all' ipotesi (I), noi assumeremo invece $-\dfrac{\partial \frac{\overline{\mathrm{E}}}{r}}{\partial x}$, $-\dfrac{\partial \frac{\overline{\mathrm{E}}}{r}}{\partial y}$, $-\dfrac{\partial \frac{\overline{\mathrm{E}}}{r}}{\partial z}$, il che porta, nelle singole componenti appena una correzione *di secondo ordine* [1]) *nella inversa della velocità della luce*. In modo analogo, per fissare la azione di un elemento di corrente (udS, vdS, wdS) sopra un polo magnetico, sostituiremo alle componenti:

$$\mathrm{A}\left(v\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} - w\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y}\right) d\mathrm{S}\,,\quad \mathrm{A}\left(w\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} - u\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z}\right) d\mathrm{S}\,,$$

$$\mathrm{A}\left(u\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} - v\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\right) d\mathrm{S}\,,$$

1) Si ha infatti, considerando per es. la componente secondo l' asse delle x:

$$\frac{\partial \frac{\overline{\mathrm{E}}}{r}}{\partial x} = \mathrm{E}(\xi, \eta, \zeta, t - \mathrm{A}r)\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial \mathrm{E}(\xi, \eta, \zeta, t - \mathrm{A}r)}{\partial x},$$

e, siccome (ammettendo che la funzione E sia derivabile due volte rispetto a t) si può scrivere: $\mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}r) = \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t) - \mathrm{A}r\dfrac{\partial \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t)}{\partial t} + \dfrac{1}{2}\mathrm{A}^2 r^2 \dfrac{\partial^2 \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}\theta r)}{\partial t^2}$ $(0<\theta<1)$, ne segue:

$$\frac{\partial \frac{\overline{\mathrm{E}}}{r}}{\partial x} = \mathrm{E}\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} - \mathrm{A}r\frac{\partial \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t)}{\partial t}\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \frac{1}{2}\mathrm{A}^2 r^2 \frac{\partial^2 \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}\theta r)}{\partial t^2}\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}$$

$$- \frac{1}{r}\mathrm{A}\frac{\partial \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t)}{\partial t}\frac{\partial r}{\partial x} + \frac{1}{2}\frac{1}{r}\mathrm{A}^2\frac{\partial^3\{r^2 \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}\theta r)\}}{\partial t^2\,\partial x}$$

$$= \mathrm{E}\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \frac{1}{2}\mathrm{A}^2\left[r^2\frac{\partial^2 \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}\theta r)}{\partial t^2}\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial^3\{r^2 \mathrm{E}(\xi,\eta,\zeta,t-\mathrm{A}\theta r)\}}{\partial t^2\,\partial x}\right],$$

il che dimostra l' asserto.

desunte dalla *legge di Biot e Savard*, le componenti:

$$A\left(\frac{\partial\frac{\overline{v}}{r}}{dz}-\frac{\partial\frac{\overline{w}}{r}}{\partial y}\right)dS,\ A\left(\frac{\partial\frac{\overline{w}}{r}}{\partial x}-\frac{\partial\frac{\overline{u}}{r}}{\partial z}\right)dS,\ A\left(\frac{\partial\frac{\overline{u}}{r}}{\partial y}-\frac{\partial\frac{\overline{v}}{r}}{\partial x}\right),$$

la differenza essendo nel caso presente almeno *di terzo ordine* [1]) in A.

Infine, ricordando che la *legge potenziale di F. Neumann* assegna come componenti della induzione elettrica, dovuta all' elemento di corrente (udS, vdS, wdS), in un punto (x, y, z), le espressioni:

$$-\frac{A^2}{r}\frac{\partial u}{\partial t},\ -\frac{A^2}{r}\frac{\partial v}{\partial t},\ -\frac{A^2}{r}\frac{\partial w}{\partial t},$$

la ipotesi (I) ci porterà ad assumere:

$$-\frac{A^2}{r}\frac{\partial\overline{u}}{\partial t},\ -\frac{A^2}{r}\frac{\partial\overline{v}}{\partial t},\ -\frac{A^2}{r}\frac{\partial\overline{w}}{\partial t},$$

con un divario dalle prime, che sarà anche qui almeno *di terzo ordine* [2]) in A.

In base alle leggi, così modificate, di Coulomb, di Biot e Savard, e di F. Neumann, con una semplice integrazione a tutto il campo S, ricaviamo effettivamente le equazioni (8) e (9), dove si sia posto $\epsilon=\mu=1$ [3]).

4. È tempo ormai di conseguire lo scopo prefisso, mostrando che dalle equazioni generali (8) e (9) discendono le equazioni di Hertz.

1) La dimostrazione è identica a quella indicata testè per le componenti dell' azione elettrostatica.

2) Lo si prova anche più semplicemente che negli altri due casi, arrestando al primo termine lo sviluppo di Taylor.

3) Prescindendo dall' ipotesi correttiva (I), sono le equazioni (19 *b*) e (3 *b*) della citata memoria di Helmholtz: Ueber die Bewegungsgleichungen der Elektricität für ruhende Körper. Va notato che nell'ultimo paragrafo Helmholtz discute anche l'influenza delle polarizzazioni elettrica e magnetica, attenendosi alla teoria di Poisson. Le nostre equazioni (8), (9), rispecchiano il modo di vedere, dirò così, sbrigativo, dei moderni circa le dette polarizzazioni.

In primo luogo, eliminando dalle (9) la funzione $\mathbf{F}$, avremo:

$$A^2 \left\{ \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z \partial t} - \frac{\partial^2 \mathbf{W}}{\partial y \partial t} \right\} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}$$

$$A^2 \left\{ \frac{\partial^2 \mathbf{W}}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial z \partial t} \right\} = \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial x}$$

$$A^2 \left\{ \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial x \partial t} \right\} = \frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y},$$

e il confronto colle derivate delle equazioni (8) rispetto al tempo, ci darà:

$$(8') \qquad \begin{cases} A \dfrac{\partial \mathbf{L}}{\partial t} = \dfrac{\partial Z}{\partial y} - \dfrac{\partial Y}{\partial z} \\[2ex] A \dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \dfrac{\partial X}{\partial z} - \dfrac{\partial Z}{\partial x} \\[2ex] A \dfrac{\partial \mathbf{N}}{\partial t} = \dfrac{\partial Y}{\partial x} - \dfrac{\partial X}{\partial y} \end{cases}$$

Derivando invece le (9) rispetto al tempo, moltiplicandole per $A\epsilon\mu$ e sostituendo ad $A^2\epsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2}$, $A^2\epsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2}$, $A^2\epsilon\mu \dfrac{\partial^2 \mathbf{W}}{\partial t^2}$ i loro valori desunti dalle (6') otteniamo.

$$A\mu \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = -A \left\{ \frac{\partial \dfrac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial x} + \Delta_2 \mathbf{U} + 4\pi \mathbf{u} \right\}$$

$$A\mu \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial t} = -A \left\{ \frac{\partial \dfrac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial y} + \Delta_2 \mathbf{V} + 4\pi \mathbf{v} \right\}$$

$$A\mu \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial t} = -A \left\{ \frac{\partial \dfrac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial z} + \Delta_2 \mathbf{W} + 4\pi \mathbf{w} \right\};$$

d'altra parte, avuto riguardo alla (7), si ricava dalle (8):

$$\mu\left(\frac{\partial M}{\partial z}-\frac{\partial N}{\partial y}\right)=-A\left(\frac{\partial\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial x}+\Delta_2 \mathbf{U}\right)$$

$$\mu\left(\frac{\partial N}{\partial x}-\frac{\partial L}{\partial z}\right)=-A\left(\frac{\partial\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial y}+\Delta_2 \mathbf{V}\right)$$

$$\mu\left(\frac{\partial L}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial x}\right)=-A\left(\frac{\partial\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}}{\partial z}+\Delta_2 \mathbf{W}\right),$$

onde infine, sottraendo ordinatamente queste relazioni dalle precedenti e ricordando le (4):

$$(9')\quad\left\{\begin{aligned} A\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t}&=\frac{\partial M}{\partial z}-\frac{\partial N}{\partial y}-4\pi A u\\ A\frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial t}&=\frac{\partial N}{\partial x}-\frac{\partial L}{\partial z}-4\pi A v\\ A\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial t}&=\frac{\partial L}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial x}-4\pi A w\,. \end{aligned}\right.$$

I sistemi (8') e (9') coincidono anche nella forma colle equazioni hertziane (9 a) e (9 b) [1]. Restano da esaminare soltanto le condizioni ai limiti.

Hertz ammette [2]) che, lungo ogni superficie σ di separazione, rimangano continue le componenti tangenziali delle forze elettriche e magnetiche, ma si abbiano per le componenti normali (se si tratta di mezzi isotropi) le discontinuità:

$$(10)\quad \mu'\left(\frac{\partial L'}{\partial t}\alpha'+\frac{\partial M'}{\partial t}\beta'+\frac{\partial N'}{\partial t}\gamma'\right)+\mu''\left(\frac{\partial L''}{\partial t}\alpha''+\frac{\partial M''}{\partial t}\beta''+\frac{\partial N''}{\partial t}\gamma''\right)=0$$

$$(11)\quad \varepsilon'\left(\frac{\partial X'}{\partial t}\alpha'+\frac{\partial Y'}{\partial t}\beta'+\frac{\partial Z'}{\partial t}\gamma'\right)+\varepsilon''\left(\frac{\partial X''}{\partial t}\alpha''+\frac{\partial Y''}{\partial t}\beta''+\frac{\partial Z''}{\partial t}\gamma''\right)=$$

$$-4\pi(u'\alpha'+v'\beta'+w'\gamma'+u''\alpha''+v''\beta''+w''\gamma'')\,.$$

1) Ges. Werke, B. II, pag. 225; od anche tomo 28 di questo giornale, pag. 207.

2) Ibidem, § 8.

Nel caso nostro si tratta di un mezzo unico, o, meglio, ponendo mente alle superficie σ, di più mezzi isotropi, dotati delle stesse costanti di dielettricità e di magnetizzazione. Avuto riguardo a ciò, noi vogliamo far vedere che le funzioni X, Y, Z, L, M, N, definite dalle (8) e (9) soddisfanno effettivamente alle condizioni di Hertz.

In primo luogo risulta dal § 2 che, passando attraverso ad una superficie σ, le derivate delle funzioni $\mathbf{U}$, $\mathbf{V}$ e $\mathbf{W}$ rimangono continue, onde, per le (8), la stessa proprietà compete alle componenti della forza magnetica, e per conseguenza sarà verificata la (10), che esprime, in causa di $\mu' = \mu'' = \mu$, la continuità delle derivate rispetto al tempo delle componenti normali della forza magnetica.

Passando alle componenti della forza elettrica, si osserverà dalle (9) che le discontinuità possono essere soltanto di origine elettrostatica, e che, siccome, sempre a tenore del § 2, passando attraverso le superfici σ, le derivate tangenziali della funzione $\mathbf{F}$ si mantengono continue, lo stesso ha luogo delle componenti tangenziali. Quanto alla componente normale, si stabilisce la formula (11) nel seguente modo.

Si derivino le (9) rispetto al tempo e si sommino, dopo averle moltiplicate ordinatamente per $\varepsilon\alpha, \varepsilon\beta, \varepsilon\gamma$; verrà:

$$\varepsilon\left(\frac{\partial X}{\partial t}\alpha + \frac{\partial Y}{\partial t}\beta + \frac{\partial Z}{\partial t}\gamma\right) = -\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x}\alpha + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y}\beta + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z}\gamma\right)$$

$$- A^2\varepsilon\left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2}\alpha + \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2}\beta + \frac{\partial^2 \mathbf{W}}{\partial t^2}\gamma\right).$$

Osservando che le derivate rispetto al tempo di $\mathbf{U}$, $\mathbf{V}$, $\mathbf{W}$ sono funzioni continue, anche attraverso le σ, si ottiene immediatamente:

$$\varepsilon'\left(\frac{\partial X'}{\partial t}\alpha' + \frac{\partial Y'}{\partial t}\beta' + \frac{\partial Z'}{\partial t}\gamma'\right) + \varepsilon''\left(\frac{\partial X''}{\partial t}\alpha'' + \frac{\partial X''}{\partial t}\beta'' + \frac{\partial Z''}{\partial t}\gamma''\right) =$$

$$-\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial p'} + \frac{\partial \mathbf{F}''}{\partial p''}\right)$$

e da questa, per essere, in virtù delle (5 a) (2') e (4'):

$$\varepsilon\left(\frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial p'}+\frac{\partial \mathbf{F}''}{\partial p''}\right)=-4\pi\varepsilon\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}=\frac{4\pi}{\mu}(\mathbf{u}'\alpha'+\mathbf{v}'\beta'+\mathbf{w}'\gamma'$$

$$+\mathbf{u}''\alpha''+\mathbf{v}''\beta''+\mathbf{w}''\gamma'')=4\pi(u'\alpha'+v'\beta'+w'\gamma'+u''\alpha''+v''\beta''+w''\gamma''),$$

si ricava la (11), come dovevasi dimostrare.

SUL FENOMENO DI HALL NEI LIQUIDI.

Nota del Prof. FORTUNATO FLORIO.

In una sua Nota [1]) Bagard espose delle esperienze dalle quali apparirebbe che, contrariamente ai risultati avuti dal Prof. Ròiti [2]), il fenomeno di Hall si produce nei liquidi. A me parve che colla disposizione adottata dal Bagard in tali esperienze si fossero avute diverse cause d' errore, per cui ne ideai un' altra [3]) che ne fosse esente e con essa ebbi risultati negativi. Bagard riprese in seguito le sue ricerche [4]) senza cambiare sostanzialmente la disposizione primitiva, ottenne dei risultati concordanti con quelli già avuti, e, comparsa la mia Nota, volle criticarla [5]). Adesso non credo inutile dire quel che segue.

Nella sua 2ª Nota Bagard considera un punto M d'una lamina liquida studiata, la retta MX che, passando per M, è parallela alla direzione del flusso elettrico prima di eccitare il campo magnetico, e la retta MY perpendicolare ad MX e alla direzione del flusso magnetico, il quale attraversa normalmente la lamina. L' azione del campo magnetico secondo l' Autore avrebbe per effetto di orientare la forza elettrica secondo una direzione MF, che farebbe un angolo D con la MX. Egli chiama con X e Y le componenti di tale forza nelle direzioni MX ed MY, e determina X misurando la differenza di potenziale

1) Comptes Rendus, 13 Gennaio 1896.
2) Atti della R. Acc. dei Lincei, 3. serie, t. 12, pag. 397; 1882.
3) Nuovo Cimento, Agosto 1896.
4) Journal de Physique, Novembre 1896.
5) Comptes Rendus, 28 Dicembre 1896; Nuovo Cimento, Dicembre 1896.

tra 2 scandagli applicati alla lamina in due punti lungo MX e dividendola per la distanza che separa questi; in modo analogo, adoperando 2 altri scandagli, determina Y. Bagard aggiunge che, essendo impossibile il collocare esattamente gli scandagli nelle direzioni suddette, chiama con α' l' angolo che la MX fa colla retta che unisce i punti in cui sono applicati i due primi scandagli, e con α quello che la MY fa colla retta che unisce i punti in cui sono applicati gli altri due scandagli.

A me pare evidente che se nelle esperienze alle quali l' Autore si riferisce non si fossero avute cause d' errore, gli angoli α ed α' per un dato apparecchio e per una data soluzione avrebbero dovuto rimanere costanti; invece egli trova che α gli varia fino di 6'50" (V. 2ª Nota, pag. 507, specchietto corrispondente ad $n=2$) in una stessa esperienza, durante la quale quindi il flusso elettrico nella lamina studiata avrebbe variato continuamente di direzione indipendentemente dal fenomeno di Hall: egli non ha preso nessun provvedimento per ovviare a ciò.

Inoltre nel ricercare le espressioni di α e di D, l' Autore combina le 4 equazioni:

$$X_1=X(1+\alpha'D),\quad Y_1=X(D-\alpha),\quad X_2=X(1-\alpha'D),\quad Y_2=-X(D+\alpha)$$

(ove X_1 e Y_1 sarebbero i valori delle componenti della forza elettrica in M secondo le rette che uniscono i punti di applicazione degli scandagli di ciascuna coppia quando l' elettrocalamita è eccitata in un certo senso, e X e Y quelli della stessa forza secondo MX e MY ed X_2 ed Y_2 i valori analoghi ad X_1 e Y_1 e corrispondenti al caso in cui dopo aver determinato X_1 e Y_1 soltanto s' inverta la direzione del campo magnetico) e ciò nell' ipotesi che α e α' nell' intervallo (10 minuti) che faceva decorrere fra l' istante in cui faceva le letture per X_1 e Y_1 e quello in cui faceva le letture per X_2 e Y_2 fossero rimasti inalterati, sicchè le espressioni trovate da lui per α e per D, colle quali ha misurato l' effetto Hall, non credo possano applicarsi alle sue esperienze.

I risultati di Bagard dietro quanto ho detto credo che restino abbastanza scossi, e adesso mi propongo di esporre le cause d' errore che si sono avute nelle esperienze di cui mi

sono occupato, a parecchie delle quali mi pare si possa attribuire la variabilità di α e di α'.

Prima d' incominciare le sue osservazioni Bagard lasciava passare attraverso alla lamina liquida la corrente per un'ora: questo tempo era sufficiente perchè la soluzione che studiava fosse divenuta sensibilmente eterogenea per il noto fenomeno del trasporto degli ioni e fosse continuata ad esserlo maggiormente durante le esperienze. Tale eterogeneità, che muta col tempo, l' assottigliarsi di un elettrodo e l' ingrossarsi dell' altro, l' azione delle scosse ecc. potevano durante i 10' che Bagard faceva decorrere dall' istante in cui faceva le misure per X_1 e Y_1 e quello in cui faceva le misure per X_2 e Y_2 far variare le differenze di potenziale agli scandagli di ciascuna coppia indipendentemente dal fenomeno di Hall.

Noterò poi che nel ripetere le esperienze di Bagard avevo osservato la formazione di filamenti metallici e di depositi metallici al disotto degli elettrodi mobili, variabili di forma e di dimensioni, sensibili alle azioni magnetiche ed elettrodinamiche ed alle scosse: Bagard stesso dice [1]) di aver notato la formazione di piccoli aghi sulla superficie degli elettrodi di zinco quando la corrente avea una densità notevole.

Il deposito metallico sugli elettrodi essendo avvenuto in regioni ove il campo magnetico era molto intenso, potrebbe darsi che le particelle metalliche all' atto di depositarsi avessero sentita un' azione orientatrice che per diverse ragioni avrebbe potuto influire sui risultati finali. Il liquido nelle vaschette adiacenti alla lamina, nelle quali non aveva un' altezza superiore di molto allo spessore della lamina, da Bagard era fatto terminare con superficie libera e veniva a trovarsi in campi magnetici intensi: è noto che il Prof. Ròiti avea già trovato [2]) che ciò costituisce una buona causa d' errore. Le lamine metalliche, che funzionavano da elettrodi, poste o sottratte insieme alla lamina liquida da campi magnetici intensi e di direzione variabile, può darsi che si siano deformate in modo che ciò avesse influito sensibilmente sui risultati, nè si può affermare che quando erano di rame fossero rimaste ri-

1) Nuovo Cimento, Dicembre 1896.
2) V. l. c.

gide, giacchè all' infuori delle azioni elettrodinamiche è noto quanto sia difficile trovare del rame insensibile alle azioni magnetiche.

Quello che ho avanti detto credo che sia sufficiente per spiegare ciò che nella sua 1ª Nota Bagard chiama effetto progressivo dell' elettrocalamita e che difficilmente mi pare che si possa spiegare, come fa Bagard, invocando l' effetto Joule, giacchè variando questo pressochè uniformemente, non si capisce perchè per la sua azione, stabilendo la corrente nell' elettrocalamita, la differenza di potenziale debba in ogni esperienza variare rapidamente durante il 1° minuto, poi più lentamente durante i minuti seguenti e fissarsi generalmente dopo il 3° o 4° minuto.

A principio della sua 2ª Nota Bagard dice che per eliminare le perturbazioni che provengono dal riscaldamento Joule egli è stato condotto a prendere degli spessori sempre più grandi per la lamina liquida: aumentando così la sezione della lamina, aggiunge, si può infatti con una f. e. m. data rendere la densità della corrente e per conseguenza l' effetto Joule sufficientemente debole ecc.

Io osservo che se si suppone di mantenere costante la differenza di potenziale tra gli strati che separano la lamina dal resto della soluzione mentre si fa variare lo spessore della lamina, è chiaro che la densità della corrente non muterà e con essa l' effetto Joule. Non mi pare dunque che coll' assegnare spessori esagerati alle lamine, si possano sopprimere le suddette perturbazioni.

Mi sembrano un po' strani alcuni dei risultati ottenuti da Bagard: così p. e. esaminando lo specchiettino corrispondente ad $n=2$ (2ª Nota pag. 507) si trova che nel passaggio dalla 2ª alla 3ª esperienza, solo perchè il campo magnetico passava da 707 a 962 unità (C. G. S.) l' effetto Hall D andava da 20″ a 0″, mentre per la 3ª delle conclusioni che sono in fine di detta nota in tale passaggio ci dovrebbe essere un accrescimento di D.

Dirò ora qualche cosa sulle esperienze da me fatte.

Rimando il lettore alla mia Nota avanti citata per la disposizione ch' io nelle mie ricerche adottai: dirò solo che gli

elettrodi nel caso che esaminavo delle soluzioni di solfato di zinco erano formati da amalgama liquida di zinco ed erano posti molto lontano dalla lamina e sottratti a qualsiasi sensibile azione magnetica: in modo analogo procedevo quando esaminavo altre soluzioni.

Mi si rimprovera che tale disposizione sia difettosa perchè io facevo entrare ed uscire la corrente da due vertici opposti della lamina, che era rettangolare, mentre agli altri due erano applicati gli scandagli, ma credo che un tal modo di sperimentare non differisca sostanzialmente da quello che è stato adottato per lo studio dello stesso fenomeno nelle lamine metalliche, le quali spesso sono state fatte di forma circolare e nelle quali si è fatta entrare ed uscire la corrente in tratticini posti in vicinanza delle estremità di un loro diametro, mentre gli scandagli sono stati applicati in corrispondenza delle estremità dell'altro diametro perpendicolare al precedente.

Relativamente all'ultima disposizione adottata da Bagard [1]) nella quale l'Autore adopera degli elettrodi di amalgama di zinco liquida posti fuori del campo magnetico, noterò che il modo di sperimentare essendo lo stesso, come egli asserisce, di quello prima tenuto, parecchie delle osservazioni avanti fatte si possono ad essa riferire, ed aggiungerò che con tale disposizione in conclusione non veniva a studiare che una lamina liquida, che nella parte centrale avea uno spessore metà che nelle parti laterali, e che in queste la soluzione era sottoposta ad un'azione magnetica molto meno intensa che in quella e che inoltre vi terminava con superficie libera. Con tale disposizione inoltre pigliavano parte attiva soltanto delle porzioni abbastanza limitate degli elettrodi vicine alla lamina, il che oltre a rendere inutile il provvedimento preso di assegnare a tali elettrodi la lunghezza di 5 cm. avrà fatto sì che al disopra di essi la soluzione fosse divenuta eterogenea lungo piani orizzontali, e i moti di agitazione, favoriti dalla presenza dell'amalgama liquida, avranno probabilmente fatto sentire in modo sensibile la loro influenza.

1) Nuovo Cimento, Dicembre 1896; Comptes Rendus, 28 Dicembre 1896.

Dietro quanto ho detto mi pare di poter concludere che dalle ricerche di Bagard non si può con sicurezza dedurre che il fenomeno di Hall si produca nei liquidi: i risultati da me ottenuti concordantemente a quelli del Prof. Röiti furono negativi, e, dolente che le mie condizioni non mi abbiano permesso di portare un nuovo contributo sperimentale alla risoluzione della quistione, non potrei adessoche ritenere questa come non risolta.

R. Istituto tecnico di Cagliari, Marzo 1896.

DELLE AZIONI DELL' ELETTRICITÀ SULLA VIRTÙ SCARICATRICE INDOTTA NELL' ARIA DAI RAGGI X.

Nota di EMILIO VILLARI [1]).

È noto che i gas attraversati dai raggi X od Xati acquistano la proprietà di scaricare i conduttori elettrizzati. Io ho poi dimostrato, che i gas conservano la detta proprietà, sebbene diminuita, anche dopo aver percorso dei tubi di vetro o di piombo di 10 o più metri di lunghezza; ma la perdono completamente passando per un ozonatore in attività, o di recente stato attivato. Questa proprietà neutralizzante dell' ozonatore è dovuta alle cariche residue, risvegliatevi dall' efflu-vio elettrico, le quali con lentezza si disperdono. Ho poscia seguitato questi studi, e qui esporrò i principali risultati ai quali sono pervenuto.

L' apparecchio che misi insieme fu oggetto di speciali cure, per eliminare le diverse influenze perturbatrici. Esso è schematicamente indicato in pianta dalla figura 1.

Una cassa cubica di zinco ZZNN, di 1 metro di lato è posta sopra una corrispondente lastra di zinco sostenuta da una tavola, che la chiude in basso. Due coperchi a larghi orli ripiegati, ZZ ed NN, permettono di aprire e chiudere perfettamente la cassa. Nell' interno trovasi una seconda cassa PPOO

1) Atti della R. Acc. dei Lincei, Vol. VI, 1° sem., fasc. 11, 1897.

di lastre di piombo saldate, grosse da 4 a 5 mm., contenente un Crookes a pera C. Nel fondo OO, di contro a C, era praticato un foro di circa 11 cm., sul cui bordo vi era, giro giro,

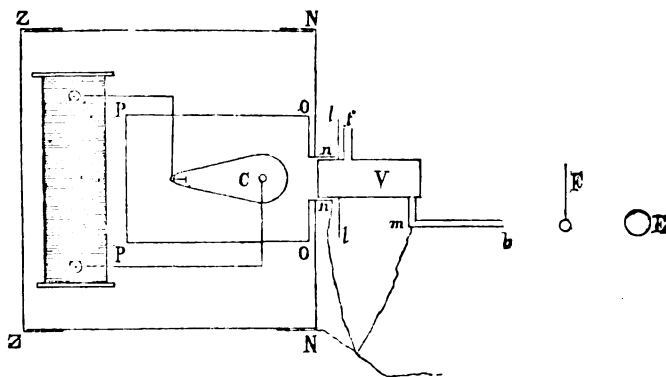



Fig. 1.

saldato un tubo *nn* della stessa lastra, alto 10 cm., il quale passava per l'appunto in un simile foro praticato nel fondo NN della cassa di zinco. Un vaso cilindrico V (30 × 10 cm.), fatto della solita lastra di piombo, penetrava e combaciava perfettamente per 4 o 5 cm. nel tubo *nn*. La base del vaso V rivolta a C era di lastra d'alluminio grossa 0,3 mm. e perciò trasparentissima alle radiazioni di C. L'aria su cui sperimentai, spinta da un mantice alla pressione costante di 65 mm. di acqua e disseccata un poco dal cloruro di calcio, si soffiava per *f* V ed il tubo di piombo a gomito *mb* (60 × 2,5 cm.) contro l'elettroscopio E, posto a 20 cm. da *b*. Il gomito *m* del tubo ed una grossa lastra di piombo *ll*, saldata tutto intorno a V, impedivano l'azione diretta dei raggi X su di E. La cassa di zinco, quella di piombo, il vaso V ed il tubo *mb* erano, con fili saldati, uniti tra loro ed al suolo, per via dei tubi del gas, onde eliminare affatto qualsiasi induzione sull'elettroscopio.

A 10 cm. da E e da *b* era centrata una pallina F di ottone terso di 3 mm., sostenuta da un filo di rame confitto ed isolato in un cilindro di paraffina. La pallina poteva, per mezzo del filo, o unirsi al suolo, o caricarsi appoggiandovi il polo superiore della pila a secco, l'inferiore essendo unito al suolo.

L' elettroscopio era fatto da una cassa di ottone con le pareti anteriore e posteriore di vetro. Il suo conduttore era ottimamente isolato con un tappo di paraffina; e nell' interno della cassa si prolungava in un' asticella di ottone contro cui appoggiava una sola foglia d' oro. Le deviazioni di questa foglia, quando si caricava, erano doppie di quelle degli elettroscopi ordinari, e venivano osservate con un cannocchiale a ingrandimento, provvisto di scala divisa sul vetro.

Con questa disposizione l' elettroscopio era affatto garantito e potei tenerlo fuori della gabbia. Difatti con moltissime prove mi assicurai, che esso si scaricava lentamente e sempre egualmente, qualunque fosse la sua carica, e con l' induttore ed il Crookes comunque attivati, o non attivati.

Prima però di indicare le esperienze che feci è utile, per maggior chiarezza, di dire delle idee che mi guidarono.

Si ammette in generale, che i gas quando vengono attraversati dagli X si dissociano più o meno, ed alcune delle particelle risultanti prendono cariche + altre — come, all' ingrosso, possiamo rappresentarci nel tubo AB della figura 2. Spingendo cotesta aria contro gli elettroscopi E + od E — essi attraggono le particelle con elettricità opposte e si scaricano, mentre respingono quelle con cariche omologhe.

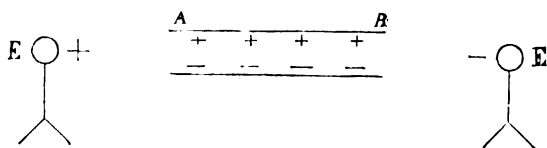



Fig. 2.

Da alcune ricerche di Benoist ed Hermuzescu [1]) pare risulti che per l' azione dei raggi X l' elettricità — si sperde un poco più presto di quella +; e da altre del Righi [2]) sembrerebbe che pei detti raggi la scarica positiva non fosse sempre completa, e che i corpi con elettricità negativa potessero anche caricarsi in +. Lo che potrebbe forse far supporre, che

1) Comptes rendus, Feb. 3, Mar. 17, Ap. 27, 1896.
2) Id., Feb. 17, 1896.

nell' aria Xata la carica + fosse maggiore della —, come si dirà in seguito.

Situando in F + un filo ed in E + un elettroscopio con cariche omologhe +, figura 3, e soffiandovi contro l' aria Xata,

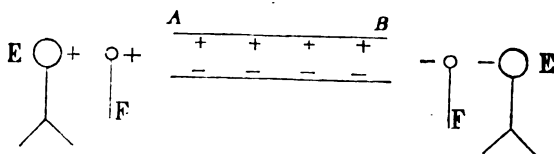



Fig. 3.

questa perdendo su di F + le cariche degli joni — non potrà più scaricare l' elettroscopio E +, che incontrerà di poi. Alla stessa maniera l' aria Xata non scaricherà E — dopo aver lambito il filo F — con carica omologa —.

Nel caso che il filo e l' elettroscopio avessero cariche opposte, come nella figura 4, l' aria Xata passando per F — vi neutralizzerebbe le particelle + e scaricherebbe sempre E + con quelle —. Del pari l' aria spinta su di F + scaricherebbe E —.

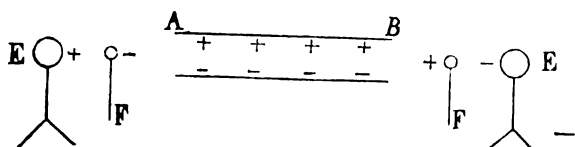



Fig. 4.

Finalmente, se si facessero agire insieme due fili o palline con cariche opposte, F + ed F —, figura 5, essi dovrebbero neutralizzare del tutto l' aria Xata e renderla incapace di scaricare E, comunque elettrizzato.

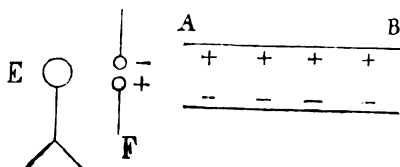



Fig. 5.

Con tale ipotesi si perviene alle conclusioni, che l' aria Xata passando sopra un conduttore elettrizzato vi perde la virtù di disperdere di poi una carica omologa, e conserva quella di disperdere una contraria; passando su due conduttori con cariche contrarie vi perde ogni virtù scaricatrice.

Queste ed altre conclusioni potei dimostrare nel modo che segue.

Le esperienze furono praticate sull' aria, di solito, in due serie successive di misure, l' una con aria Xata, l' altra non Xata. Avanti ciascuna misura si caricava E con una pila a secco e sempre allo stesso potenziale, mentre si teneva F, figura 1, unito al suolo: durante la misura, poi, F, o era unito al suolo o ad un polo d' una seconda pila a secco, non indicata nella figura. In queste diverse condizioni si misurava con un orologio puntatore, il tempo impiegato dalla foglia di E a discendere di 1°.

I risultati di una prima serie unica di misure, fatte con filo F terminato in punta, e caricato con una pila debole sono qui sotto riportati [1]).

TABELLA I.

Carica di		Tempo di scarica di 1° Con corrente d' aria	
E	F *)	non Xata	Xata
+	+		10',10"
—	—		8 50
+	—		32
—	+		24
±	0		14
—	0	8',33"	

*) Indico con E ed F l' elettroscopio ed il filo, e coi segni + e — le loro cariche. F era terminato in punta e venne caricato con pila debole.

1) In queste misure ho fatto uso di due pile a secco, una debole, che produceva una deviazione di 16°,5 dell' elettroscopio, ed una nuova e più forte, che produceva una deviazione di 27°.

Qui di seguito dò i risultati d' una doppia serie di ricerche fatte successivamente ad aria non Xata e ad aria Xata, per meglio discernere l' azione propria di quest' ultima.

TABELLA II.

Carica di		Tempo di scarica di 1° Con corrente d'aria	
E	F *)	non Xata	Xata
+	+	6',00"	6',15"
—	—	6 7	4 50
+	—	7 45	40
—	+	8 22	13
±	0	4 30	6

*) F era terminato con pallina d' ottone di 3 mm. e si caricò con pila debole.

Finalmente, essendomi avvisto che il tubo d' efflusso di piombo, *mb*, quando era troppo vicino ad F veniva influenzato e poteva modificare un poco i risultati, feci un' altra duplice serie di misure, dopo di avere prolungato il tubo di piombo con una canna di vetro del diametro del tubo e lunga 50 cm. Disposi E a 20 cm., ed F a 10 cm. dall' estremo della canna, e le misure furono eseguite successivamente, ad aria non Xata ed Xata, come al solito.

TABELLA III.

Carica di		Tempo di scarica di 1° Con corrente d' aria	
E	F *)	non Xata	Xata
+	+	5',10"	4',31"
—	—	4 57	4 15
+	—	7 45	18
—	+	6 20	9
±	0	4 38	8

*) F era terminato dalla pallina, e fu caricato con pila forte.

I numeri delle ultime colonne di queste tre tabelle, sebbene ottenuti in condizioni alquanto diverse, e quelli della III tavola ricavati quali medie di due misure ciascuno, sono assai concordanti nell' andamento generale, e possono così riassumersi :

1.° L' aria Xata passando su di un filo F in comunicazione col suolo, serba intiera la sua attività scaricatrice, scaricando E ± in pochi secondi ;

2.° L' aria Xata passando su di un filo F ± elettrizzato, perde quasi per intiero la virtù di scaricare l' elettricità omologa di E ± (confronta la figura 3), quasi fosse aria non Xata;

3.° L' aria Xata passando su di un filo F ∓ elettrizzato conserva, quasi per intiero, la virtù di scaricare l' elettricità contraria di E ±, quasi come l' aria stata soltanto Xata, (confronta la fig. 4).

Questi risultati, come si vede, concordano pienamente con quelli ricavati dall' ipotesi posta in principio ; però occorre far rilevare due particolarità. La prima è, che a parità di circostanze, nelle precedenti esperienze e nelle analoghe che seguiranno, l' elettricità — si scaricò sempre un po' più rapidamente di quella +. Di questo fatto non saprei dare alcuna spiegazione sicura, qualora non si volesse ammettere, come già accennai, che la carica delle molecole in + fosse alquanto maggiore di quella delle molecole in —. La seconda particolarità, cui accennavo, è che l' aria Xata dopo strisciata sul filo F ∓ elettrizzato, scaricò l' elettricità contraria di E ± un po' più lentamente che a filo F a 0°; lo che, secondo la ipotesi fatta (v. figura 4), non dovrebbe accadere : ma può dipendere da una peculiare induzione fra F ed E.

Difatti dai numeri della terza colonna delle tabelle II e III si scorge, che la durata della scarica di E, con l' aria non Xata, non fu costante. Quando F era a 0, cioè al suolo, esso doveva prendere lieve carica contraria, indottavi da E, e questo si scaricò in 4',38", (tabella III). Quando F ± era carico con elettricità omologa ad E ±, parte della carica di questo veniva spinta sulla foglia, la cui deviazione aumentava di $^1/_4$ circa di divisione ; ivi era dissimulata o legata dalla cassa dell' elettroscopio, il quale per ciò si scaricava un po' più lenta-

mente che nel caso precedente, cioè in 5′,4″, in media. Invece se F ∓ aveva carica opposta ad E ±, si produceva fra loro dissimulazione e condensazione elettrica (F essendo unito stabilmente alla pila a secco); la deviazione di E scemava un poco e la scarica rallentavasi ancora di più, fino a durare in media 7′,3″.

Un fenomeno simile deve prodursi anche con l' aria Xata, quando si operi in condizioni identiche. Ed invero con l' aria Xata la scarica di E ± con elettricità contraria ad F ∓ durò in media 14″, mentre durò soltanto 8″ quando F era unito al suolo, cioè a 0°.

A mettere meglio in chiaro la reciproca influenza fra F ed E feci due diverse serie di misure nelle quali, tenendo E costantemente a 20 cm. dal tubo di piombo, disponevo F a 10 od a 5 cm. da E. Ecco i risultati ottenuti al solito modo:

TABELLA IV.

Carica di		Tempo di scarica di 1°		
		Con corrente d'aria		Senza corrente d'aria
E	F *)	non Xata	Xata	
		F a 10 cm. da E		
+	+	5′,15″	4′,50″	5′,10″
—	—	5 00	2 25	5
+	—	5 20	17	4 20
—	+	5 00	9	5 27
		F a 5 cm. da E		
+	+	3′,55″	3′,00″	3′,30″
—	—	3 35	53	3 42
+	—	5 15	8	5 10
—	+	5 50	6	4 30
±	0	2 55	6	

*) F era terminato con pallina e caricato con pila debole.

I numeri della terza colonna mostrano chiaro l' influenza che il filo F può esercitare sull' elettroscopio E, se vi si trovi

abbastanza vicino. Così quando F era a 10 cm. da E, l' induzione su questo era insensibile e la sua scarica ebbe, in media, la durata costante di 5',9", qualunque carica avessero F ed E. Invece, quando F era 5 cm. da E la scarica di E durò, in media, 2',55" se F era unito al suolo; durò, in media, 3',45", se F $\pm$ aveva carica omologa ad E $\pm$; e durò, in media, 5',34" se F $\mp$ aveva carica contraria ad E $\pm$. Lo che è analoga ai casi precedenti.

Nell' ultima colonna ho registrato le durate delle scariche verificatesi senza spingere la corrente d' aria contro di E; ed i numeri sono perfettamente concordi coi precedenti; lo che conferma sempre più, che le accennate differenze sono dovute alle induzioni fra E ed F. I numeri della quarta colonna ricordano, quelli analoghi delle tabelle I e II, ottenuti, del pari, come cariche deboli di F.

Ma oltre l' influenza fra F ed E, un' altra se ne manifesta fra F ed il tubo di piombo, come accennai; ed essa si accentua, naturalmente, con la prossimità dell' inducente F e con l' energia della sua carica. Nella seguente tabella ho riportato i risultati di misure fatte in seguito a quelle della tavola ultima, e dopo d' avere posto F a 4 cm. dall' estremo del tubo.

TABELLA V.

Carica di		Tempo di scarica di 1° Con corrente d'aria	
E	F	non Xata	Xata
+	+	4',50"	5', 6"
—	—	5 15	5 6
+	—	5 10	3 30
—	+	5 00	42

La scarica con aria non Xata fu costante, per la nessuna influenza fra F ed E. Tutte le scariche provocate dall' aria Xata furono rallentate, perchè F essendo carico ed assai vicino al tubo di piombo unito al suolo vi induceva una carica

contraria; e le due elettricità scemando quelle supposte nell'aria Xata ne diminuirono la virtù scaricatrice.

Questa interpretazione viene confermata dalla esperienza seguente.

Sostituii al tubo di piombo *mb*, della figura 1, uno di ottone, AB, (60 × 2,5 cm.) figura 6. In esso, per una tubolatura laterale T, introdussi e centrai normalmente, un anellino di filo di rame, prolungato in un gambo dello stesso filo F, confitto ed isolato nel tappo di paraffina T. L'anello poteva, pel filo F, caricarsi con una pila a secco.

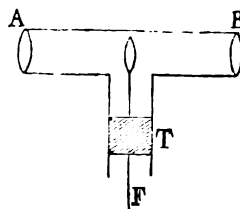



Fig. 6.

Per sperimentare spingevo per AB l aria Xata contro di E carico, ed ebbi i numeri che seguono, tenendo F ora unito al suolo ora alla pila a secco.

TABELLA VI.

Carica di		Tempo di scarica di ½° *)
E	F	Con corrente d'aria Xata
+	+	8',10"
—	—	7 30
+	—	8 10
—	+	9 00
		media 8',40
±	0	6 3

*) In queste esperienze l'elettroscopio trovavasi nella gabbia di guardia, la quale rallentava le scariche per influenza, onde limitai le misure alle scariche di ½ divisione invece di una divisione, come al solito.

Si vede, che l'aria Xata passando pel tubo e l'anello allo stato naturale ha conservata tutta la sua virtù scaricatrice, scaricando E ± in poco più di 6"; invece l'ha perduta per

intiero, passando per l'anello carico e pel tubo con indotta contraria. In questo caso le due cariche contrarie, del tubo e dell'anello, annullano le supposte cariche dell'aria Xata, e riducendo questa allo stato naturale ne annullano la virtù scaricatrice, come si disse.

Questo fenomeno, che si verifica in tutta la sua efficacia nella precedente esperienza, s'osserva incompletamente nel caso della tabella V.

In un modo simile agisce l'ozonatore. Esso, per l'efflluvio si carica d'elettricità contrarie sulle sue faccie interne; le quali elettricità neutralizzando le cariche molecolari, supposte dell'aria Xata, ne annullano la virtù scaricatrice. D'onde il fatto notato che l'attività dell'ozonatare si prolunga o s'abbrevia, a seconda che s'aumentano o si scemano le sue cariche residue.

Fig. 7.

Un risultato simile si ha disponendo l'esperienza come indica la figura 7. Avanti alla canna di vetro C, vista di faccia, ed a 10 cm. da essa, situai i due fili, F ed F, fissati in un blocco di paraffina BB; ed a 10 cm. più avanti disposi l'elettroscopio non indicato nella figura. Ai fili FF, provvisti di ganci, s'attaccava o una pila a secco P, od un filo di rame unito al suolo. Spingendo per la canna C contro l'elettroscopio l'aria, ora Xata ora non Xata, si ebbero i risultati medi, che qui sotto riassumo per brevità.

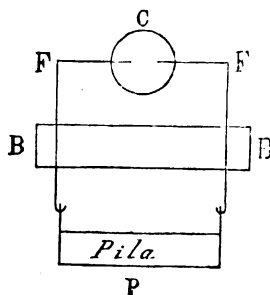



TABELLA VII.

Carica di		Durata della scarica di 1° Con la corrente d'aria	
E	Fili	non Xata	Xata
—	0	6',00"	
—	carichi	6 45	
—	0		14"
—	carichi		4',04"
+	0	6 38	
+	carichi	7 50	
+	0		0'15",5
+	carichi		7' 19"
O più brevemente			
±	0	6',19"	
±	carichi	7 18	
±	0		0',15"
+	carichi		7 19
—	carichi		4 4

Si rileva:

1.° Che con l'aria non Xata, la scarica di E ± fu un po' più rapida (6',19") quando i fili erano a 0, che quando erano carichi (7',18"). Ciò mostra una lieve induzione esercitata dalle cariche di essi su di E;

2.° Che con l'aria Xata e fili a 0° la scarica di E ± fu rapidissima (15");

3.° Che l'aria Xata fu incapace di scaricare E + (7',19") e scaricò assai lentamente E — (4',4").

Cioè a dire, che l'aria Xata passando pei fili F elettrizzati perdè per intiero la virtù di scaricare l'elettricità + di E: e perdè solo in parte la virtù di scaricare l'elettricità — di E. Una tale differenza è da attribuirsi alla poca efficacia della pila a secco, che caricava i fili. Difatti avendoli caricati con

la pila più energica ottenni questi altri risultati, medi di due serie di esperienze.

TABELLA VIII.

Cariche di		Tempo di scarica di 1° Con corrente d' aria	
E	F	non Xata	Xata
+	0	7', 8"	
+	carichi	8 26	
+	0		0',14"
+	carichi		9 8
—	0	6 30	
—	carichi	8 57	
—	0		13
—	carichi		8 34
O più brevemente			
±	0	6',49"	0',13",5
±	carichi	8 42	8 51

Dai numeri precedenti si rileva, che ad aria non Xata la scarica di E ± fu un po' più lenta quando i fili F erano carichi che quando erano a 0° e ciò per la solita influenza di F su di E. La virtù scaricatrice dell' aria Xata fu grande, quando l' aria passò sui fili a 0° (scaricò E ± in 13") e fu nulla quando passò sui fili elettrizzati, giacchè E ± si scaricò in 8',51", invece che in 8',32", come accadeva con l' aria non Xata. D'onde si conclude che le cariche contrarie dei due fili riuscirono a neutralizzare affatto quelle cariche supposte nell' aria Xata, ed a togliere ad essa ogni attività scaricatrice.

Volendo sempre più variare le condizioni delle esperienze, saldai agli estremi dei due fili F ed F due lastrine di ottone (4 × 1 cm.), che, parallele ed a 5 o 6 mm. di distanza fra loro, interposi centrate fra E ed il tubo di piombo. Le esperienze eseguite con l' aria non Xata ed Xata vennero eseguite caricando le lastrine una prima volta con la pila debole ed una seconda con quella forte. Ecco in riassunto i dati ottenuti.

TABELLA IX.

Carica di		Tempo di scarica di 1°. Con corrente d'aria	
E	Lastrine	non Xata	Xata
±	0	9', 8"	
+	cariche *)		9',25"
—	cariche		3 22
±	0		7
±	0	13 50	
±	cariche **)		17 43

*) Le lastrine furono caricate con la pila debole.
**) " " " forte.

Questi numeri sono affatto identici a quelli delle tabelle VIII e IX e conducono alle stesse conclusioni. Si rileva, poi, dalle tre ultime misure, che la scarica con aria Xata e lastrine elettrizzate fu sensibilmente più lenta che ad aria non Xata e lastrine a O; lo che deve attribuirsi alla maggiore influenza delle lastrine sull' elettroscopio, che per la maggiore loro superficie meglio vi condensarono la carica.

Tali, per sommi capi, sono i principali fenomeni da me osservati e che seguito a studiare. Essi credetti in principio si potessero spiegare per un trasporto di elettricità per opera dell' aria Xata, dal corpo carico all' elettroscopio. Ma, oltre che non riuscii ad assicurarmi di cotesto trasporto, esso non potrebbe facilmente spiegare la virtù dell' ozonatore e del tubo ad anello AB, figura 6, di annullare la proprietà scaricatrice dei gas Xati. La ipotesi, invece, della duplice carica delle particelle dell' aria Xata, spiega gli svariati fenomeni suindicati, ne agevola la intelligenza collegandoli sotto un solo principio, e fu quella che li fece prevedere e scoprire. Per coteste ragioni l' ho esposta e seguita in questo scritto, non senza le debite riserve. Però devo avvertire, che se realmente le molecole dei gas si dissociassero per le radiazioni, come da alcuni si suppone, il volume di questi dovrebbe accrescersi;

lo che non mi è riuscito d'osservare in diversi tentativi che ho fatto. Senza, adunque, nulla affermare o negare in proposito, mi sono limitato a dire, che le diverse particelle dei gas Xati si comportano come se fossero dotate di cariche elettriche opposte.

Riassunto. — Possiamo così indicare, in breve, le principali cose esposte in precedenza.

I gas attraversati dai raggi X od Xati acquistano la proprietà di scaricare rapidamente i conduttori elettrizzati.

Essi conservano tale proprietà, sebbene scemata, dopo di aver percorso dei tubi di vetro o di metallo di 10 o più metri di lunghezza.

L' aria Xata, soffiata contro l' estremo d' un filo metallico allo stato naturale, conserva intiera la sua virtù scaricatrice.

Soffiata contro l' estremo d' un filo elettrizzato F ±, perde affatto la proprietà di scaricare, poscia, un elettroscopio (E ±) con carica omologa al filo.

Conserva invece l' attitudine di scaricare l' elettroscopio (E ±) con carica contraria al filo.

L' aria Xata spinta contro gli estremi vicini di due fili con cariche contrarie, perde ogni proprietà scaricatrice, onde agisce, di poi, sopra un elettroscopio carico come l' aria ordinaria, non scaricandolo.

L' aria Xata passando per un ozonatore di recente stato attivato, e perciò con cariche residue opposte, o per un altro apparecchio simile avente le due cariche contrarie, perde ogni virtù scaricatrice e si comporta come l' aria ordinaria.

L' aria Xata, adunque, in queste esperienze agisce come se le sue molecole avessero cariche opposte, per le quali scarica i corpi elettrizzati. Neutralizzando con un filo elettrizzato in +, p. e., la carica delle molecole negative —, l' aria con le rimaste molecole positive +, non può scaricare un elettroscopio con carica omologa al filo cioè +, ma ne scarica uno con carica contraria al filo, cioè negativa —. Lo stesso dicasi per le cariche contrarie. Se si neutralizzano entrambe le cariche, sia con due fili oppostamente elettrizzati, sia con un ozonatore, od altro simile apparecchio, con due cariche contrarie, l' aria perde ogni virtù scaricatrice.

Questa ipotesi, che pur diamo con riserva, facilita l'intelligenza ed interpretazione dei fenomeni, e permise di prevederli e scoprirli [1]).

SUGLI INDICI DI RIFRAZIONE PRINCIPALI DEL GESSO PER LE ONDE ELETTROMAGNETICHE.

Nota di A. RIGHI.

Con esperienze descritte altravolta [2]) ho dimostrato, che l' elissoide di polarizzazione, relativo alle onde elettromagnetiche nel gesso, ha uno dei suoi assi coincidenti coll' asse di simmetria, ed un altro sensibilmente nella direzione della sfaldatura secondaria *vetrosa*, detta anche *non fibrosa*, ed in una Nota più recente [3]) ho riferito esperienze di doppia rifrazione, per mezzo delle quali ho potuto ottenere qualche nozione intorno alle grandezze relative dei tre assi del detto elissoide, e quindi alle grandezze relative dei tre indici di rifrazione principali n_1, n_2, n_3. Con n_1 è rappresentato l' indice relativo alle vibrazioni parallele alla sfaldatura non fibrosa, con n_2 quello relativo alle vibrazioni parallele all' asse cristallino di simmetria, e con n_3 il terzo indice principale. Dalle ultime esperienze ho dedotto, che mentre n_2 ed n_3 differiscono pochissimo fra loro, la differenza fra n_1 ed n_2 è assai grande, e precisamente compresa fra 0,88 e 1,06.

Per determinare i tre indici n_1, n_2, n_3 pensai di ricorrere a misure dirette con prismi di selenite; ma per lungo tempo non potei realizzare questo progetto, non riuscendo a procurarmi un cristallo abbastanza voluminoso, dal quale ricavare un prisma di dimensioni adatte alle onde elettromagnetiche di 10,6 c. di lunghezza.

Alla fine mi sono deciso di costruire un prisma, formato di più pezzi combacianti fra loro, e tagliati da vari cristalli,

1) In queste delicate ricerche fui molto coadiuvato dai miei assistenti, Prof. Campanile e Dott. Stromei, che ringrazio di cuore.

2) Rend. della R. Accad. dei Lincei, 17 Nov. 1895, 1° Marzo 1896.

3) Rend. della R. Acc. dei Lincei, fascicolo delle comunicazioni giunte prima del 21 Marzo 1897.

in modo che, una volta congiunti, riuscissero tutti concordemente orientati, e che quindi il prisma risultasse identico ad uno fatto d' un pezzo solo, che poi fosse stato tagliato in più parti lasciando queste parti al loro posto [1]).

Il prisma così costruito ha per sezione retta un trapezio isoscele, i cui lati paralleli hanno 2,2 c. e 10,6 c. di lunghezza, mentre i due lati uguali fra loro sono lunghi 18 c. L' altezza del prisma è 12 c., e l' angolo rifrangente, che è quello compreso fra le faccie di 12 c. per 18 c., è di circa 28°. Inoltre, queste due faccie sono parallele all' asse di simmetria cristallina, mentre la direzione della sfaldatura non fibrosa è parallela alla bisettrice dell' angolo rifrangente. Perciò, facendo rifrangere attraverso al prisma, posto coi suoi spigoli verticali, un fascio di radiazioni elettromagnetiche a vibrazioni verticali, potevo misurare l' indice n_2, qualunque fosse l' angolo d' incidenza, coll' apparecchio altravolta descritto [2]), ed applicando la formola:

$$n^2 \operatorname{sen}^2 A = \operatorname{sen}^2 i + \operatorname{sen}^2 (d + A - i) + 2 \operatorname{sen} i \operatorname{sen} (d + A - i) \cos A,$$

nella quale n è l' indice cercato, i l' angolo d' incidenza all' ingresso nel prisma, A l' angolo rifrangente di questo, e d l' angolo di deviazione misurato. Questa formola diviene

$$n = \frac{\operatorname{sen}(d + A)}{\operatorname{sen} A}$$

nel caso in cui la radiazione incidente cada normalmente sul prisma.

Facendo poi rifrangere nel prisma delle radiazioni a vibrazioni orizzontali, e variando l' incidenza sino ad ottenere

1) Per tagliare i cristalli di gesso ho trovato conveniente operare nel modo seguente. Sull' asse di un tornio, mosso da un motore a gas, è montata una sega circolare d' acciaio, che gira con grande velocità, mentre il cristallo di selenite da tagliarsi è fissato ad una tavoletta portata dal carretto del tornio. Due spranghe di ferro, strette con viti, mantengono il gesso ben fisso contro la tavoletta, e fra di esse passa la sega circolare. Per mezzo di uno dei due movimenti rettangolari, che si producono per mezzo del carretto, si può collocare bene a posto il cristallo, e per mezzo dell' altro lo si può far avanzare con lento moto uniforme contro la sega. Questa deve essere nuova o quasi, se si vuole che i tagli riescano ben piani e levigati.

2) Mem. della R. Acc. di Bologna, 27 Maggio 1894. — L' ottica delle oscillazioni elettriche (1897, Bologna, Zanichelli edit.), pag. 153.

la deviazione minima, potevo determinare l' indice n_1, applicando la nota formola

$$n = \frac{\operatorname{sen} \frac{d + A}{2}}{\operatorname{sen} \frac{A}{2}} .$$

Sapevo già che il metodo del prisma non consente grande precisione, allorchè lo si adopera per misurare un indice di rifrazione per le onde elettromagnetiche; ma è così grande la differenza fra n_1 ed n_2, che le esperienze di doppia rifrazione nel gesso fanno presagire, che mi accinsi con fiducia alle misure col prisma.

Il risultato di queste ha corrisposto alle previsioni. Infatti, da varie misure eseguite con vibrazioni verticali ho dedotto per n_2 il valore 1,7. Per esempio, con $i = 0$ ho trovato $d = 25^0$ circa. Le misure fatte con vibrazioni orizzontali alla deviazione minima, mi hanno condotto al valore $n_1 = 2{,}5$, giacchè il valore medio di questa deviazione minima è stato di 46^0.

In quest' ultima esperienza la deviazione prodotta dal prisma è, come si vede, grandissima; perciò il prisma di selenite potrebbe utilmente adoperarsi per una esperienza dimostrativa della rifrazione delle onde elettromagnetiche.

La differenza 0,8 fra n_1 ed n_2 concorda abbastanza bene con quella dedotta dalle esperienze di doppia rifrazione.

Un dettaglio sperimentale da segnalare è il seguente. Allo scopo di sottrarre il risonatore (munito di un piccolo specchio parabolico) all' azione delle onde passanti presso il prisma, furono collocati due grandi diaframmi metallici contro le faccie rifrangenti di quello. Questi diaframmi hanno una finestra rettangolare, il cui lato orizzontale è di 16 c. e quello verticale di 10 c., e naturalmente queste finestre sono poste in corrispondenza alle faccie del prisma.

Per misurare l' indice n_3 ho costruito un secondo prisma, di dimensioni press' a poco eguali a quelle del prisma descritto più sopra. Però in questo prisma, mentre gli spigoli sono, come nell' altro, paralleli all' asse di simmetria, la direzione della sfaldatura non fibrosa è, non più parallela, ma bensi

perpendicolare al piano bisettore dell' angolo rifrangente. Ne consegue che questo nuovo prisma, mentre adoperato con radiazioni a vibrazioni verticali e con qualsiasi angolo d' incidenza porge una nuova misura di n_2, adoperato invece con vibrazioni orizzontali e alla deviazione minima fornisce una misura di n_3.

Era però da prevedersi che il metodo non fosse abbastanza preciso per mettere in rilievo la differenza fra n_2 ed n_3, che le esperienze di doppia rifrazione indicavano come assai piccola.

I valori di n_2 ed n_3 forniti dal nuovo prisma sono infatti riesciti sensibilmente eguali fra loro e ad 1,8. Questo valore differisce poco da quello di n_2 ottenuto col primo prisma.

Una particolarità, che nelle esperienze narrate attira l'attenzione, è la seguente. Allorchè col primo prisma le vibrazioni sono orizzontali, l' intensità della radiazione emergente è palesemente minore che negli altri casi. Ciò conferma l'assorbimento prodotto dal gesso sulle vibrazioni parallele alla sfaldatura non fibrosa, quale risultava anche dalle antecedenti esperienze di doppia rifrazione.

Quantunque i valori trovati per n_1, n_2, n_3 non possano essere accettati che come una prima approssimazione, pure essi confermano quanto avevo dedotto dalle anteriori esperienze, e in particolare, che nella selenite la doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche è enormemente più energica di quella delle onde luminose.

SULLE ONDE SECONDARIE DEI DIELETTRICI,

di AUGUSTO RIGHI.

(Largo sunto della Memoria pubblicata dalla R. Acc. delle Scienze dell' Istit. di Bologna, Serie 5, tomo 6°).

In questa memoria l'A espone alcuni fenomeni prodotti dai dielettrici allorchè sono sottoposti all' azione delle onde elettromagnetiche prodotte da un oscillatore.

Se un corpo isolante si trova immerso in un dielettrico attraversato da queste onde ed ha una costante dielettrica dif-

ferente, sopra un risonatore si riscontrano fenomeni i quali possono considerarsi prodotti unicamente da onde generate dal corpo stesso. Questo corpo (a guisa di un risonatore) agisce come fosse origine di onde secondarie, come se in esso cioè avvenisse una risonanza.

Mentre però le onde secondarie del risonatore hanno un periodo di oscillazione ed uno smorzamento dipendenti unicamente dalla sua struttura, quelle generate dal corpo si uniformano in queste due cose unicamente alle oscillazioni dell' oscillatore.

Per cui se il risonatore subisce l' azione dell' oscillatore deve subire altresì anche quella delle onde secondarie prodotte dal corpo: lo che si vede subito variando la distanza fra il risonatore e il corpo oppure collocando il risonatore in modo da non risentire l' azione dell' oscillatore ma bensì quella delle onde secondarie prodotte dal dielettrico: nel primo caso si ha aumento, diminuzione o totale scomparsa di scintille nel risonatore; nel secondo, sotto certe condizioni, si producono in questo delle scintille.

Nelle esperienze eseguite dall' A. il corpo (dielettrico) di cui si serve è quasi sempre di forma sferica o cilindrica. Il risonatore è sempre in posizione longitudinale o trasversale.

Se una piccola sfera dielettrica è situata sul cammino delle onde, agisce come un oscillatore posto nel suo centro e parallelo alla direzione della forza elettrica dell' onda: tale azione è dunque simile a quella di un risonatore parallelo all' oscillatore e varia per ogni suo punto come quella che produrrebbe se il campo elettrico fosse costante. La forza elettrica della sfera sarà massima o minima quando sia massima o minima la forza prodotta dalla sfera se il campo fosse costante. L' A. riferita la posizione della sfera a tre assi ortogonali aventi per origine il punto O in cui è posto il risonatore colloca l' oscillatore nel piano $x\,y$ coll' asse diretto perpendicolarmente a tale piano: la forza elettrica sarà parallela all' asse z. Indicando con r la distanza dell' origine O dal centro della sfera, α, β, γ gli angoli che r fa con gli assi; se il campo elettrico nel

centro della sfera fosse costante, le componenti X e Y della forza elettrica nel risonatore dovuta alla sfera sarebbero

$$X = \frac{H}{r^3} \cos\alpha \cos\beta \quad Y = \frac{H}{r^3} \cos\beta \cos\gamma \text{ [1])}$$

dove H è una costante. Ad ugual valore di r, X e Y dipenderanno solo da α, β, γ.

L'A. esamina ora alcuni casi particolari e trova che se $\alpha = \text{cost}$, X sarà massima quando la sfera è nel piano $x\,z$, e nulla quando è nel piano $x\,y$; Y invece è massima quando il piano che passa per il centro della sfera e per l'asse x fa un angolo di 45° colla direzione Oz, è nulla quando il centro è in xy o in xz. Tali risultati trovati per via analitica sono poi confermati da esperienze che l'A. espone, quantunque in pratica le condizioni sperimentali non possano corrispondere del tutto alle teoriche. L'A. adoprò un risonatore che corrisponde a $\lambda = 20$ c. e una sfera massiccia di c. 8 di diametro; r era uguale a 20 c. o più a seconda della sensibilità del risonatore. L'oscillatore era formato da sfere di c. 3,75 di diametro.

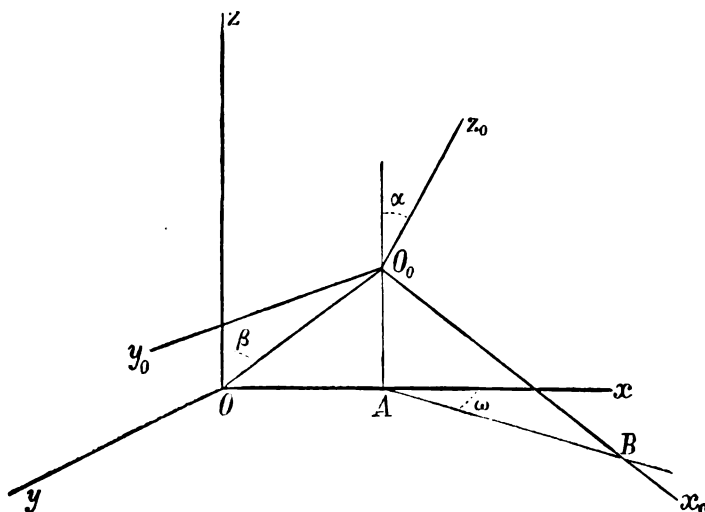
Se $\beta = \text{cost}$ le espressioni di X e Y si scambiano e le esperienze corrispondono ancora. Infine se $\gamma = \text{cost}$ l'azione è massima quando il centro della sfera è nel piano $x\,z$, e nulla quando è sopra $y\,z$, se il risonatore è posto nell'origine secondo l'asse delle x; avviene il contrario se il risonatore è posto nell'origine secondo l'asse delle y.

L'A. espone pure i fenomeni studiati adoperando anzichè una, due sfere dielettriche ed ottiene fenomeni d'interferenza nettissimi. Ponendo le due sfere in posizione simmetrica rispetto al piano $x\,y$, il risonatore rimarrà oscuro finchè non se ne allontani una, il che prova che le onde delle due sfere interferiscono sul risonatore.

Se le due sfere sono situate in posizione simmetrica rispetto ad $x\,z$, si ha ancora interferenza se il risonatore è situato secondo l'asse y, mentre sopra uno collocato secondo Ox si produrrebbero scintille più vivaci di quando si avesse

1) L'A. in fine della memoria scrive una nota dove dà la ragione dell'esistenza di queste formule.

una sfera sola. È necessario che in questa esperienza le onde si propaghino secondo la direzione dell' asse delle x.

Il caso in cui il dielettrico è un cilindro è più complicato poichè la sua azione dipende ancora dall' orientazione del suo asse. Come nel caso della sfera l'A. riferisce la posizione del solido a tre assi ortogonali coll' origine O dove è situato il risonatore (V. figura) e coll' asse z parallelo alla direzione della

forza elettrica sulle onde: $O_0 z_0$ sia l' asse cilindrico, O_0 sia il punto fisso dell' asse stesso che potremo sempre supporre nel piano $x\,z$. Sia poi $O_0 x_0$, $O_0 y_0$, $O_0 z_0$ un altro sistema di assi, $O_0 x_0$ giacendo nel piano passante per $O_0 z_0$ e parallelo ad Oz. Nell' ipotesi che il campo sia costante le componenti X, Y della forza elettrica prodotta in O dal cilindro saranno:

$$(1)\quad \begin{aligned} X &= \frac{H \operatorname{sen} \alpha}{(x_0^2+y_0^2)^2} \left\{ 2\,x_0\,y_0 \operatorname{sen} \omega + (y_0^2 - x_0^2) \cos \alpha \cos \omega \right\} \\ Y &= \frac{H \operatorname{sen} \alpha}{(x_0^2+y_0^2)^2} \left\{ -2 x_0 y_0 \cos \omega + (y_0^2 - x_0^2) \cos \alpha \operatorname{sen} \omega \right\} \end{aligned}$$ [1]

[1]) Di tali formule l'A. dà la ragione in una seconda nota posta in fine della memoria.

dove H è una costante, α è l' angolo che $O_0 z_0$ fa con $O z$, ω è l' angolo dei piani $x_0 z_0$ e xz e x_0, y_0, z_0 le coordinate di O rispetto ai nuovi assi. Essendo $O O_0 = r$, $\beta = O^0 O z$ si ha

$$x_0 = - r \cos \alpha \operatorname{sen} \beta \cos \omega + r \operatorname{sen} \alpha \cos \beta \; y_0 = r \operatorname{sen} \beta \operatorname{sen} \omega.$$

Qualunque posizione del cilindro dipenderà da z, α, β, ω. Nella tabella seguente sono i vari casi studiati dall' A. Accanto ai valori dati ad α, β, ω sono i valori che le formule (1) ci somministrano per X e Y.

N. d'ordine	α	β	ω	X	Y
1	0°	β^0	0°	0	0
2	0	β	90	0	0
3	0	0	ω	0	0
4	0	90	ω	0	0
5	90	0	ω	0	0
6	90	90	ω	0	0
7	90	β	0	0	0
8	90	β	90	$H \operatorname{sen} 2 \beta : r^2$	0
9	α	90	0	$- H \operatorname{tg} \alpha : r^2$	0
10	α	90	90	0	$H \operatorname{sen} 2 \alpha : 2 r^2$
11	α	0	0	$- H : r^2 \operatorname{tg} \alpha$	0
12	α	0	90	0	$- H : r^2 \operatorname{tg} \alpha$

Essendo il campo elettrico dove è posto il cilindro quello dovuto alle onde di un oscillatore parallelo ad $O z$ ed il risonatore posto in O, diretto sempre secondo $O x$ o $O y$ l'A. nei vari casi ha ottenuto una notevole concordanza fra l' esperienze e i valori di X e Y.

Casi 1), 2), 3), 4). — Il cilindro è parallelo alla direzione della forza elettrica e $X = Y = 0$. In tale posizione il cilindro non fa apparire scintille nel risonatore.

5), 6), 7). — Anche in queste tre posizioni $X = Y = 0$ e l' esperienza mostra che ancora nel risonatore non appaiono scintille.

8). — L' asse del cilindro è perpendicolare alla direzione del campo e parallelo ad $O y$: $Y = 0$ e $X = \frac{H}{r^2} \operatorname{sen} 2 \beta$; questa componente acquista il valore massimo allorchè $\beta = 45^0$ e si annulla allorchè spostando il cilindro parallelamente a se

stesso e in modo che O_0 giri intorno ad O, il suo asse giunge nel piano $x\,y$ o $y\,z$. L' esperienza concorda con questi risultati: nel risonatore O diretto secondo $O\,x$ non appaiono scintille allorchè il cilindro si trova in un piano perpendicolare ad Ox, nelle altre posizioni se ne osservano e la loro frequenza e il loro splendore raggiungono il massimo allorchè il cilindro si trova nelle quattro posizioni nelle quali il piano individuato da O e $O_0\,z_0$ fa un angolo di 45° colla direzione dell' oscillatore ($\beta = 45°$). L'A. esperimenta anche con due cilindri dielettrici ed ottiene risultati di interferenza simili a quelli ottenuti con due sfere.

9) — L' asse $O_0\,z_0$ giace nel piano $x\,z$, O_0 è sopra $O\,x$, $Y = 0$ $X = -\frac{H}{r^2}\,\mathrm{tg}\,\alpha$. L'azione prodotta sul risonatore O diretto secondo $O\,x$ cresce con α. Evidentemente α non raggiungerà mai 90°.

10). — In tal caso O_0 appartiene all' asse x e l' asse $O_0 z_0$ è parallelo alla direzione della forza elettrica e ad $O\,y$ secondo cui è posto il risonatore: $X = 0$ $Y = H \,\mathrm{sen}\, 2\,\alpha : 2\,r^2$. Mancano scintille nel risonatore se α ha uno dei valori in cui $\mathrm{sen}\,2\alpha = 0$, raggiungono invece il massimo di splendore e frequenza allorchè l' asse del cilindro è a 45° colla direzione della forza.

L'A. anche in questo caso sperimentando con due cilindri dielettrici osserva notevoli fenomeni d' interferenza.

11) e 12). — In questi due casi l' asse cilindrico passa per un punto di z e giace in $x\,z$ od $y\,z$. Una delle componenti è nulla e l' altra è uguale a $-\frac{H}{r^2\,\mathrm{tg}\,\alpha}$. Il punto O dovendo restare esterno al cilindro, α non può assumere valori minori di un certo limite. In tali casi l'azione del risonatore O diretto secondo Ox oppure secondo Oy cresce col diminuire di α.

In tutte queste esperienze il dielettrico può essere di qualunque sostanza; l'A. si è servito di uno di vetro perchè più opportuno. Il risonatore può avere da c. 10,6 a c. 20 di lunghezza d' onda e l' oscillatore è fatto con sfere di diametro uguale c. 3,75; col suo riflettore parabolico; r variava da c. 10 a c. 20.

Se invece di un dielettrico sferico o cilindrico se ne ha uno di forma qualsiasi, esso produrrà ancora effetti di risonanza analoghi a quelli osservati. L'A. ha osservato che se questo corpo ha una forma poco differente da quella sferica si comporta similmente ad una sfera, mentre se il corpo ha una dimensione molto grande rispetto alle altre. la sua azione è simile a quella di un cilindro.

Gli effetti osservati che un dielettrico può produrre sopra un risonatore possono esser causa di errori nelle ricerche. L'A. osserva che il fenomeno della doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche in un corpo birefrangente, posto fra un risonatore trasversale ed un oscillatore è simile al fenomeno che lo stesso corpo può produrre in virtù delle onde secondarie che esso genera.

I fenomeni che l'A. ha descritto in questa memoria meritavano dunque di esser studiati non tanto per l' interesse di conoscerli, ma ancora per evitare qualche errore dovuto a cattiva interpretazione di esperienze sopra le onde elettromagnetiche.

E. PASQUINI.

SUL POTERE PENETRANTE DEI RAGGI X,

di A. RÒITI.

(Sunto della Memoria pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, Vol. 6°, serie 5, fasc. 11).

Stralciando dal suo registro di laboratorio alcune osservazioni già vecchie, perchè fatte dall'Agosto al Novembre 1896, l'A. corrobora ed aggiunge nuovi resultati a quelli ottenuti da A. A. C. Swinton [1]), il quale, osservando l' ombra della mano proiettata sopra uno schermo fluorescente, secondo che le carni o le ossa vi appariscono più o meno trasparenti, giudica i raggi X più o meno penetranti.

Per mezzo di due tubi uguali, portanti al fondo l'uno un piatto d' alluminio, l' altro uno di rame facenti da anticatodi,

1) The Electrician, 30 Aprile 1897, pag. 16.

e in mezzo ai quali scorre un attinometro [1]) con prisma di piombo spalmato di platino cianuro potassico, l' A. trova che l'emanazione dei raggi X è più copiosa quando i raggi catodici battono sul rame, mentre è lo stesso il potere penetrante, siano i raggi emanati dal rame o dall' alluminio.

Due tubi di forma un po' diversa dai precedenti uno dei quali ha l' anticatodo di platino, l' altro d' oro, sono applicati alla stessa tromba Geissler, e sono affidati a due rocchetti distinti coi loro primari in serie sui medesimi accumulatori, mentre i condensatori sono in superficie, e il rocchetto più potente ha un reostata in derivazione sul filo primario. I tubi presentano poca differenza nel potere missivo, nessuna nel potere penetrante attraverso al rame, platino e argento.

Se uno dei due tubi ha l' anticatodo di platino l' altro d'argento, e per mezzo d' un reostata in derivazione sul primario del rocchetto eccitatore del primo, vien regolata l' uniformità dell' attinometro, equidistante dai due tubi, risulta che il potere penetrante è lo stesso tanto se i raggi X sono emanati dal platino o dall' argento, mentre poi, da altre osservazioni non riferite, risulta che l' argento ha per trasparenza una criptocrosi affatto diversa dagli altri metalli.

In luogo del secondo tubo l'A. ne pone uno con l' anticatodo di quarzo tagliato parallelamente all' asse ottico. Il quarzo, che presenta una bellissima fluorescenza giallo-verdastra, ha un potere emissivo per gli X molto minore del platino. Ridotti costanti i tubi, con qualche artifizio, trova l'A. che mettendo dalle due parti dell' attinometro grossezze uguali d'uno stesso corpo, l' uniformità non si turba, e così pure mettendo da una parte mm. 2,3 di vetro, e dall' altra una lastra di quarzo di mm. 2,8, identica a quella dell' anticatodo, ed orientandola in qualsivoglia modo. I poteri penetranti dei due tubi rimangono uguali anche avvicinando l'attinometro all'anticatodo di quarzo, ricorrendo al solito reostata in derivazione per produrre l' uniformità del campo.

Sostituendo al quarzo del secondo tubo un anticatodo d'alluminio l'A. ha fatte moltissime osservazioni confrontando que-

1) L'Elettricista, Agosto 1896.

sto coll' altro tubo ad anticatodo di platino, ed ha veduto che, in generale, i raggi emanati dai due tubi si mostrano di ugual potere penetrante, sebbene abbiano intensità molto diversa. Fa poi molte esperienze con due tubi uguali ad anticatodo di platino producendo l' uniformità del campo coll' introdurre più o meno il primario col suo nucleo di ferro nel secondario del rocchetto più forte, e trova che il tubo che emana i raggi in maggior copia li emana anche più penetranti.

In conclusione, il potere penetrante è indipendente dalla natura dell' anticatodo, e aumenta coll' energia elettrica condotta al tubo.

Nella seconda parte del suo lavoro l' A. accenna ad un corso di esperienze intraprese per studiare come dipenda l' emanazione dei raggi X dalle dimensioni di tubi, nei quali una sottile lamina di platino fa da anodo, da anticatodo e da finestra d' uscita. Restringe le sue ricerche a vedere come le dimensioni dei tubi influiscano sull' emanazione dei raggi di maggior penetrazione, quali sono quelli che attraversano il platino, determinando esclusivamente il potere fosfogenico relativo dei tubi sul platino-cianuro di bario.

Adoperando tubi di varie dimensioni, che possono esser permutati su due rocchetti, il più forte dei quali vien regolato con reostata in derivazione sul primario, l'A. trova che nel 2° stadio di rarefazione dei tubi, quando cioè presentano il pennacchio catodico color carnicino, a parità di catodo, il suo allontanamento dall' anticatodo fa indebolire i raggi ; e a parità di distanza fra i due elettrodi li fa indebolire l' aumento di superficie catodica, e così pure la maggiore ampiezza del tubo intorno al catodo, quando questo e la sua distanza dall' anodo non mutano.

Nel 3° stadio invece, ossia quando non presentano i tubi altra luce che quella di fluorescenza, un aumento del catodo porta con sè un aumento del potere fosfogenico.

G. ERCOLINI.

SUL NUMERO DI TRASPORTO DEL CLORO DELL' ACIDO CLORIDRICO IN SOLVENTI DIVERSI,

di CARLO CATTANEO.

(Largo sunto della nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 6°, 1° sem. serie, 5, fasc. 8, 1897).

Allo scopo di raccogliere dati per la teoria della dissociazione elettrolitica, e constatare quale grado di attendibilità potevasi dare alle conclusioni di un suo lavoro [1]) sulla determinazione del numero di trasporto del cloro pel cloruro di sodio e pel cloruro di ammonio in soluzioni acquose o gliceriche, l' A. si occupa della determinazione diretta del numero di trasporto del cloro dell' acido cloridrico, col quale si ha il vantaggio di poter adoperare solventi in maggior numero di quelli che si presterebbero per i sali.

L' anodo da adoprarsi nell' apparecchio di elettrolisi doveva soddisfare insieme alla condizione di non essere attaccato direttamente dall' acido cloridrico, indipendentemente dal passaggio della corrente, ed a quella di formare col cloro nascente per elettrolisi un sale solubile. Dopo lunghe prove preliminari fatte con mercurio, rame, oro e platino, la scelta definitiva del metallo anodo cadde sul rame e sull' oro.

Il metodo seguito nelle determinazioni, sia per il procedimento elettrolitico che per le analisi volumetriche ed il calcolo delle esperienze, è identico, per la parte generale, a quello tenuto nel lavoro sopra citato, al quale l' A. senz' altro rimanda, mentre accenna soltanto ai particolari ed alle modificazioni che si resero necessarie.

Erano chimicamente puri il gas cloridrico, preparato espressamente con ogni cura dall'A. stesso, gli anodi di rame e di oro, i solventi acqua, alcool etilico, metilico, amilico, glicerina, etere etilico e cloroformio, l' argento del voltametro a nitrato di argento, ed anche quest' ultimo sale, sia pel voltametro che per la preparazione delle soluzioni titolate necessarie alle ana-

1) Rend. Acc. d. Lincei, 2.° sem., fasc. 6.°, 1896.

lisi volumetriche. Per mezzo d'un metodo di confronto nella misura della percentuale di gas cloridrico sciolto, l'A. potè assicurarsi, almeno dentro i limiti di temperatura e di tempo in cui sperimentava, che reazioni sensibili fra gas cloridrico e solvente non erano a temersi.

Come elettromotore poteva disporre di una serie di accumulatori Garassino sino ad una forza elettromotrice di 76 volta; nel circuito dell'apparecchio elettrolitico era sempre intercalato, oltre al voltametro a nitrato d'argento, un milliamperometro per sorvegliare l'andamento dell'esperienza.

L'apparecchio per elettrolisi era costituito da due cilindretti di vetro con piede, a due terzi dal fondo dei quali erano saldati due tubetti laterali di diametro piccolo, e quel tubetto che partiva dal cilindro funzionante per l'anodo era saldato al suo estremo ad un rubinetto a smeriglio a perfetta tenuta e con foro piccolissimo, mentre l'altro cilindro si univa colla sua appendice laterale al rubinetto mediante tubo di gomma, in modo però che fossero a diretto contatto i due orli di vetro; ai detti due orli potevano legarsi membrane di carta pergamena con un forellino nel centro. Il cilindretto funzionante per l'anodo restava durante tutto il tempo dell'esperienza perfettamente chiuso, mentre nell'altro pel catodo le cose erano disposte in modo, che vi restasse un piccolissimo meato sufficiente a dar sfogo, durante l'elettrolisi, al gas che svolgevasi al catodo. Le verghette di rame e le placche d'oro che servivano da anodo erano scoperte solo per piccolo tratto in vicinanza del fondo del cilindretto. Per evitare la diffusione dall'anodo al catodo si girava in molte esperienze il rubinetto un poco obliquamente rispetto all'asse dei tubetti laterali.

Le determinazioni furono eseguite tutte alla temperatura di 15°. Si tenne sempre conto delle goccie di soluzione aderenti all'anodo e alle pareti del cilindro. Per equivalenti elettrochimici dell'argento e del cloro si tennero rispettivamente i numeri 0,001118 e 0,00036728; per pesi atomici del cloro, rame ed oro rispettivamente 35,37, 63,17, 196,16.

Ecco alcuni dettagli sull'andamento delle esperienze per le singole soluzioni.

1.ª *Soluzioni in acqua.* — Adoperando anodo di rame, si notava durante l'elettrolisi, oltre la formazione di cloruro ramico, la formazione intorno alla parte scoperta di un precipitato costituito da cloruro ramoso, di cui con ogni cura possibile si determinava il cloro contenutovi; ma questa determinazione però è sempre alquanto incerta. Adoperando anodo di oro a corrente molto debole, si formava regolarmente il cloruro, ma se la corrente superava un certo limite si svolgeva pure cloro libero.

2.ª *Soluzioni in alcool etilico.* — In queste determinazioni, che furono le più regolari, non si formavano, tanto coll'anodo di rame che coll'anodo di oro, che i rispettivi cloruri ramico ed aurico. Non era a temersi che fra il gas cloridrico e il solvente si formasse l'etere cloridrico.

3.ª *Soluzioni in alcool metilico.* — Si aveva grande diffusione; durante l'elettrolisi non formavasi che il cloruro ramico.

4.ª *Soluzioni in alcool amilico.* — Le determinazioni si dovettero ripetere più volte, come pure si dovette adoperare un solo campione di tale solvente, perchè gli altri non servivano bene. Si aveva ragione di ritenere che non si formasse il cloruro di amile $C_5H_{11}Cl$. Queste soluzioni davano luogo a piccola diffusione del cloruro ramico.

5.ª *Soluzioni in glicerina.* — Durante l'elettrolisi il rame, nel mentre dava luogo a cloruro ramico, si copriva gradatamente di una crosta di cloruro ramoso che diminuiva di molto l'intensità della corrente.

6.ª *Soluzioni in etere etilico e cloroformio.* — Queste soluzioni per la loro estrema resistenza non si poterono studiare con precisione. Si studiarono invece delle soluzioni fatte con mescolanze di etere e cloroformio con alcool etilico.

Fatte, per ogni solvente, diverse determinazioni del numero di trasporto del cloro (indicato col simbolo Ncl), l'A. trova dei risultati che non vanno molto d'accordo fra loro (ad es. per l'acqua con anodo di rame trova per Ncl i valori 0,258, 0,182, 0,256, 0,209, 0,237): crede però che date le difficoltà delle esperienze e la natura delle soluzioni adoperate, molto difficilmente si

possa avere una approssimazione maggiore. Per quanto si faccia infatti, non si potrà mai impedire, che nei travasi o il solvente evapori, o il gas leggermente si sprigioni, e sopra tutto sarà ben difficile tener conto delle reazioni secondarie che possono verificarsi. D'altra parte piccolissimi errori di analisi volumetrica possono far variare grandemente i risultati, a meno che non s' adoperino grandi quantità di nitrato d' argento per dosare il cloro con tutta la soluzione raccolta, cosa che l' A. non ha potuto fare disponendo di mezzi assai modesti.

Ad ogni modo le medie dei valori di Ncl trovate dall' A. pei diversi solventi sono differenti fra loro, ma in così piccol grado da portarlo a concludere, che se anche questa differenza si potesse porre fuori di dubbio, essa dovrebbe essere di un' ordine di grandezza ben piccola, se il più lieve errore sperimentale serve a renderla incerta od a nasconderla. Dai risultati delle esperienze risulterebbe pure, che l' acqua, l' alcool etilico, l' etere etilico e il cloroformio si comportano quasi egualmente ($Ncl = 0,21$ circa); mentre l' alcool metilico, l' alcool amilico e la glicerina si discostano da questi ($Ncl = 0,24$ circa).

L'A. crede, che basandosi sopra la combinazione dei risultati della presente nota e dei risultati di Kablukoff [1]) e Carrara [2]) sopra le conducibilità molecolari, avrebbe ancora un valore molto discutibile il calcolo delle velocità degli ioni e dei loro rapporti.

In questo genere di ricerche relative all' acido cloridrico, occorre ancora provare e riprovare prima di azzardarsi a presentare dei valori definitivi.

I. Bosi.

---

1) Zeitz. Physik. Chem. 1889.
2) Gazzetta chimica italiana, fasc. 2°, 1896.

RIVISTA

Comptes Rendus, Marzo 1897.

BECQUEREL H. *Ricerche sui raggi uranici* (pp. 438-444). — Continuando le sue ricerche sulle proprietà dei raggi emessi dall'uranio metallico, l'A. ha trovato ch'essi scaricano a distanza, nell'aria i corpi elettrizzati ad un potenziale qualunque, facendo variare l'esperienza da meno di 1 volt a oltre 3000 volts. La durata della scarica non sembra diversa per l'elettricità positiva o negativa. Se dopo avere isolato una sfera di uranio, la si elettrizza, essa si scarica spontaneamente nell'aria e la velocità di scarica dipende dal potenziale. L'aria, o il gas, sottoposti ai raggi uranici acquistano la proprietà elettro-dispersiva: rarefacendo l'aria attivata, tale proprietà è considerevolmente diminuita e tende ad annullarsi. La legge della dispersione, nel caso di bassi potenziali, sembra approssimarsi alla legge del raffreddamento dei corpi.

PETROVITCH M. *Sulla scarica dei conduttori a capacità, resistenza e coefficiente di autoinduzione variabili* (pp. 452-455). — L'A. espone una generalizzazione di alcuni teoremi relativi alle scariche continue, estendendoli alle scariche oscillanti.

PERRIN J. *Scarica operata dai raggi di Röntgen. — Ufficio delle superficie da essi incontrate* (pp. 455-458). — Quando i raggi X attivano un gas e questo scarica un conduttore metallico è da distinguersi l'effetto dovuto al gas attivato, dall'effetto dovuto della natura del metallo. L'A. ha studiato dapprima, l'effetto dovuto al gas ed ha trovato che il suo comportamento si spiega completamente ammettendo che in ogni punto del loro percorso i raggi X liberino delle quantità uguali di elettricità positiva e negativa, mobili lungo i tubi di forza che le contengono. Per tener conto di tale separazione di elettricità, legata alla natura della materia, l'A. ha chiamato *ionizzazione cubica* l'alterazione così prodotta: per una medesima sorgente la ionizzazione cubica varia da un gas ad un altro, per modo che si può definire dei *coefficienti di ionizzazione cubica* i cui rapporti, facilmente misurabili sono delle costanti fisiche.

L'effetto dovuto al conduttore metallico che viene scaricato dall'aria attivata appare dovuto soltanto alle superficie metalliche, i cui effetti si sommano senza alterarsi. Tale effetto si spiega

agevolmente supponendo che al contatto con un conduttore, ed in modo variabile colla natura del conduttore e colla pressione, la ionizzazione del gas sia molto intensa. L'A. chiama questo fenomeno *ionizzazione superficiale* del gas a contatto col conduttore e ne deriva la considerazione del *coefficiente di ionizzazione superficiale* per un gas ed un metallo dati.

Infine l'A. enuncia la seguente legge generale delle scariche operate dai raggi X: la quantità di elettricità positiva dispersa nel tempo dt da un conduttore situato in un gas in quiete, alla pressione P, sotto l'azione di una sorgente puntiforme d'intensità J è data dalla formula:

$$Q = J \left[K\, p \iiint \frac{dv}{r^2} + K' \phi(P) \iint \frac{ds}{r^2} \right] dt$$

dove K e K' sono i coefficienti di ionizzazione cubica e superficiale, qualunque sia la temperatura, prescindendo dall'assorbimento e supponendo che il campo elettrico sia abbastanza intenso perchè sia raggiunto il debit limite.

De Heen P. *Esistenza di raggi anodici analoghi ai raggi catodici di Lenard e di Crookes* (pp. 458-459).

De Heen P. *Fotografia delle radiazioni elettriche del sole e dell'atmosfera di quest'astro* (pp. 459-460).

Marchis L. *Sulle deformazioni permanenti del vetro e lo spostamento dello zero dei termometri* (pp. 493-496). L'A. replica ad alcune osservazioni mossegli da S. Joung, esponendo alcune esperienze dalle quali resulta che il riscaldamento a temperatura fissa non ha, sul fenomeno dello spostamento dello zero, una azione più efficace del riscaldamento a temperature oscillanti.

Perrin J. *Applicazione dei raggi di Röntgen alla misura delle forze elettromotrici di contatto* (pp. 496-498). — Il metodo sperimentale ideato dall'A. consiste nel congiungere due lamine parallele, dei metalli P e P', l'una all'ago, l'altra alla gabbia di un elettrometro, conginnta essa stessa al punto di mezzo di una batteria di pile i cui poli sono uniti alle due coppie quadranti. Un ponte metallico permetteva di unire o di separare le due lamine. Dopo la separazione, le faccie in presenza restano cariche di segno contrario, sotto l'influenza della f. e. m. di contatto. Ora facendo passare fra le due lamine un pennello di raggi X che non le incontri, l'A. determinava la distruzione delle linee di forza incontrate dai raggi X, fino alla completa dispersione delle cariche portate dalle due lamine. La variazione di potenziale dell'ago elettrometrico, letta sulla relativa scala graduata, è precisamente uguale alla differenza iniziale fra i potenziali dei due strati di

gas situati nel contatto immediato con P e con P', cioè a dire è uguale alla f. e. m. cercata.

L'A. ha applicato questo metodo ad un gran numero di coppie, trovando dei risultati concordi con quelli ottenuti da Pellat.

SWINGEDAUW. *Sulla scarica per scintilla ed il funzionamento dell' eccitatore hertziano* (pp. 556-558). — L'A. espone alcune considerazioni teoriche che portano a modificare la teoria proposta da Poincaré e da Bjerknes per spiegare il fenomeno della risonanza multipla.

VILLARI E. *Dell' azione dell' effluvio elettrico sui gas* (pp. 558-560).

DARZENS G. *Sui calori latenti di vaporizzazione e la legge di Van der Waals* (pp. 610-613). — L'A. ha confrontato i diagrammi ottenuti per diverse sostanze secondo la formula di Van der Waals

$$\frac{M\lambda}{T_c} = f\left(\frac{T}{T_c}\right)$$

dove M è il peso molecolare, λ il calore latente di vaporizzazione alla temperatura assoluta T, T_c la temperatura assoluta critica ed f una funzione medesima per tutti i corpi. Egli ha trovato delle curve che coincidono in gran parte della loro estensione, e che prolungate convenientemente sino al punto critico permettono di dedurre i valori probabili di λ a tutte le temperature.

MARIE T. e RIBAUT H. *Stereoscopia di precisione applicata alla radiografia* (pp. 613-616). — Applicando alcune leggi di L. Cazes relative alla stereoscopia di precisione, gli A. hanno stabilito e quindi verificate le condizioni più favorevoli per la ricostituzione dell' oggetto di una radiografia.

BOSE J. C. *Sopra un apparecchio completo per le ricerche relative alle onde elettromagnetiche* (pp. 676-678). — È un apparecchio atto a produrre onde di circa 1 cm., l'A. ha usato un ricevitore consimile al tubo a limatura metallica ideato da Lodge ed ha potuto ripetere i fenomeni principali dell' ottica.

DESLANDRES H. *Azioni mutue degli elettrodi e dei raggi catodici nei gas rarefatti* (pp. 678-681). — L' A. ha trovato che quando in prossimità di un catodo si dispone, all' interno del tubo a vuoto, un corpo conduttore o coibente che funzioni come anodo oppure sia isolato, i raggi catodici si comportano come se fossero attratti. L' azione mutua dei raggi e dei catodi si produce soltanto quando i raggi si compenetrano.

E. CASTELLI.

Journal de Physique.

Gennaio, Febbraio e Marzo 1897.

AMAGAT E. H. *Verificazione complessiva della legge degli stati corrispondenti di Van der Waals. — Determinazione delle costanti critiche* (pp. 1-14). — Di questo lavoro, pubblicato nei *Comptes rendus*, fu data già relazione in questo giornale.

CHASSY A. *Sopra un' esperienza elettro-capillare* (pp. 14-16). — È un' esperienza che mostra come il passaggio di una corrente elettrica determina l' efflusso dell' acqua acidulata, che è sovrapposta a del mercurio, all' interno di un tubo che in esso si addentra leggermente. Questo *efflusso elettrico* può essere inoltre reso costante coll' uso di una bottiglia di Mariotte e di un tubo piegato a sifone.

FONTAINE E. *Influenza dello stato elettrico d' una superficie liquida sul calore di vaporizzazione di questo liquido* (pp. 16-18). — Modificando un' esperienza di Houllevigne l'A. ha stabilito che il calore di vaporizzazione di un liquido dipende dallo stato elettrico della sua superficie ed è pervenuto alla conclusione che quando una superficie liquida è elettrizzata, il calore di vaporizzazione L del liquido è più grande di quanto sarebbe se la sua superficie non fosse elettrizzata e precisamente aumenta della quantità $\frac{2\pi\mu^2}{\epsilon(\Delta-\delta)}$, essendo ϵ l' equivalente meccanico del calore, μ la densità elettrica superficiale, Δ e δ denotando rispettivamente i pesi specifici del liquido e del suo vapore saturo e supponendo che la temperatura resti la stessa nei due casi.

JULIUS W. H. *Un nuovo dispositivo per proteggere degli apparecchi di misura sensibili, dalle vibrazioni del suolo* (pp. 18-21).

LUGOL P. *Minimo di deviazione nel prisma — dimostrazione elementare* (pp. 21-23). — È una dimostrazione trigonometrica approssimata, da cui resulta che quando all' interno del prisma il raggio è diretto secondo la normale alla bisettrice della sezione principale, ed in questo caso soltanto, la deviazione è minima.

VANDEVYVER L. N. *Legge dell' azione fotografica dei raggi X* (pp. 23-25). — L'A. ha ottenuto sopra una medesima lastra diverse impressioni fotografiche dovute all' azione dei raggi X a diversa distanza e ne ha dedotto che l' azione di questi raggi varia in ragione inversa della distanza del tubo a vuoto dalla lastra fotografica.

JOUBIN P. *Sulle dimensioni delle grandezze elettriche e magnetiche* (pp. 57-59). — L'A. mostra che le formule di dimensioni

alle quali è pervenuto teoricamente in un suo lavoro precedente, sono perfettamente applicabili alla interpretazione del fenomeno di Hall e di quelli della piezoelettricità, del potere rotatorio magnetico e della conducibilità.

Gouré de Villemontèe G. *Potenziali elettrici in un liquido in moto* (pp. 59-66). — L'A. si è proposto di cercare se l'efflusso del mercurio o delle soluzioni saline attraverso un tubo affilato può dare origine ad una f. e. m. apprezzabile fra due punti del liquido. Egli ha trovato che nel primo caso la differenza di potenziale è sempre zero. Colle soluzioni di $CuSO_4$ o di $ZnSO_4$ l'A. ha trovato sempre le stesse differenze di potenziale tanto che il liquido fosse in movimento che in riposo, la durata dei periodi di movimento e di riposo variando da 30″ a 6′. La differenza di potenziale fra l'elettrodo che pesca nel liquido del tubo e l'elettrodo filiforme incontrato dal filetto liquido effluente, è nulla qualunque siano le velocità del liquido e la distanza dell'elettrodo del filetto libero dall'orifizio. Quindi l'A. ha concluso negativamente alla questione propostasi e ne ha tratto varie considerazioni relative all'origine ed all'essenza delle forze elettromotrici.

Broca A. *Galvanometro assolutamente astatico ed a grande sensibilità* (pp. 67-71).

Houllevigne L. *Sopra le teorie del residuo elettrico* (pp. 113-120). — L'A. ha dato una teoria che soddisfa alle quattro leggi sperimentali del residuo elettrico supponendo che le manifestazioni elettriche provengano da un etere incomprensibile nel quale il dielettrico è immerso e che non è indipendente dalle molecole materiali, ma è congiunto alle posizioni medie di ciascuna di esse mediante dei legami elastici. Gli effetti residuali sarebbero dovuti alla *viscosità* della materia del dielettrico.

Houllevigne L. *Sul riscaldamento elettrico dei condensatori* (pp. 120-126). — L'A. dimostra che se il potere induttore cresce colla temperatura, un condensatore si raffredda quando lo si carica e si riscalda invece durante la scarica. Il contrario avviene se il potere induttore specifico decresce quando la temperatura aumenta. Nel caso di un condensatore congiunto ad una f. e. m. sinussoidale mediante un filo senza resistenza e senza autoinduzione l'A. ha dimostrato, e quindi verificato sperimentalmente che il calore svolto in ogni $cm.^3$ del dielettrico, misurato dal rapporto del lavoro interno all'equivalente meccanico del calore, è proporzionale al tempo, al quadrato del campo e si annulla per oscillazioni molto rapide.

Demerliac R. *Sulla variazione della temperatura di fusione colla pressione* (pp. 126-129). — L'A. ha verificato la formula di

Clapeyron relativa all' influenza della pressione sulla fusione, operando sulla benzina, sulla paratoluidina e sulla naftilamina α, ed ha trovato che la variazione della temperatura di fusione, sotto l'influenza della pressione può essere rappresentata da una curva iperbolica e che tale variazione tende verso un limite finito quando la pressione aumenta indefinitamente.

SWINGEDAUW R. *Sul calcolo di* $\frac{C}{c}$ *col metodo detto di Clément e Desormes* (pp. 129-131). — L'A. dimostra che nel metodo Clément-Desormes la legge di Mariotte non serve che a stabilire un fattore di correzione che non si presenta neppure nel metodo ideato da Manoeuvrier.

E. CASTELLI.

Annales de Chimie et de Physique.

Serie VII, t. 10, Gennaio 1897.

PONSOT A. *Ricerche sulla congelazione delle soluzioni acquose diluite* (pp. 79-134). — Le proprietà fisiche dell' acqua si modificano, allorchè essa contiene dei corpi in soluzione; e si sa che la tensione massima del vapore d'acqua d' una soluzione è, ad ogni temperatura, minore di quella dell' acqua pura. Le curve delle tensioni del vapor d' acqua e della soluzione hanno la stessa forma, specialmente per le soluzioni diluite; quindi, poichè la curva delle tensioni di vapore d' acqua e di ghiaccio s' incontrano (nel *punto triplo*), così quella del vapor d' acqua di una soluzione, incontrerà quella del ghiaccio.

Quando l' acqua di una soluzione si congela, il volume aumenta e la pressione, opponendosi alla congelazione, ne abbassa il punto di congelazione: come per l' acqua e il ghiaccio la curva delle pressioni di fusione del ghiaccio nella soluzione è diversa da quelle di tensioni di vapore della soluzione e del ghiaccio; e le taglia nel loro punto d' incontro che è pure un *punto triplo*. Questo punto triplo è la temperatura alla quale il ghiaccio è in equilibrio di fusione con la soluzione, sotto una pressione uguale alla tensione comune dei loro vapori.

L' abbassamento teorico del punto di congelazione è la differenza di temperatura fra questo punto triplo e quello dell' acqua pura.

Il metodo usato dall' A. per lo studio delle congelazioni consiste nel realizzare un mezzo a temperatura il più possibilmente invariabile, cioè una temperatura d' equilibrio fra il ghiaccio e la soluzione sotto la pressione media esercitata dal ghiaccio. Questo

mezzo circonda una provetta contenente una soluzione, che viene agitata fino a raggiungere il regime permanente; ottenuto il quale vien notata la temperatura di soluzione, decantata la parte liquida e trovata la sua concentrazione.

L'apparecchio usato consiste in una provetta crioscopica contenente un termometro il cui bulbo vien protetto dall'irraggiamento circondandolo da un cilindro cavo di platino bucherellato e fisso di posizione. La provetta è contenuta in un cilindro metallico che vien messo in rotazione da un motore, e, mediante una paletta che porta lateralmente, agita una soluzione raffreddata fino alla temperatura di formazione del suo criosale. Quest' ultimo cilindro si trova in un' altro concentrico circondato alla sua volta da un altro contenente un miscuglio refrigerante, e contenuto da uno esterno più grande pieno di segatura.

I termometri furono tre: uno dava $^1|_{170}$ di grado, un altro $^1|_{600}$ e il terzo $^1|_{2000}$. L'A. descrive i varii metodi usati e le precauzioni prese nello studio dei termometri, nella lettura delle temperature, nella determinazione dello zero delle soluzioni, nella congelazione di queste, nella determinazione della concentrazione ecc.

Riporta quindi le numerose serie d'esperienze fatte sui cloruri di sodio, potassio, bario e calcio, sul bromuro e sul solfato neutro di potassio, sull' acido solforico, sull' azotato di piombo, sullo zucchero, e sugli acidi acetico e ossalico. Confronta poi i suoi risultati con quelli di altri sperimentatori.

Esaminando teoricamente il punto di congelazione delle soluzioni diluite che seguono la relazione di Van't Hoff, giunge alla conclusione che quest' abbassamento è proporzionale al peso del corpo disciolto, o al numero di molecole disciolte in 100 gr. di soluzione.

Trova poi altre relazioni che confronta con risultati sperimentali, e che è impossibile riassumere brevemente.

G. Ercolini.

Wiedemann Annalen. Vol. 60, Ni. 1 e 2, 1897.

Drude P. *Sulla teoria delle onde elettriche stazionarie nei fili* (pp. 1-46). — Della teoria delle onde elettriche nei fili l'A. studia specialmente la parte che si riferisce alla riflessione che si presenta ad un ponte metallico; e, contrariamente a quanto si ammetteva in generale che ivi la riflessione delle onde fosse totale, l'A. trova che ad un ponte si presenta una diminuzione dell' ampiezza ed uno spostamento di fase, che dipende essenzialmente

dalla relazione fra la lunghezza del ponte e la lunghezza d'onda. Quando quest'ultima è molto piccola, come accade quando i fili sono circondati da acqua, la diminuzione è notevolissima.

Tenendo poi conto della resistenza dei fili lungo i quali si propagano le onde, l'A. trova che essa ha un'influenza sensibile quando fra due ponti metallici sono comprese molte lunghezze d'onda delle onde stazionarie.

E anche indicato un modo semplice di determinare sperimentalmente il coefficiente γ di smorzamento delle onde, quando sia conosciuta la sensibilità del risonatore, la quale si può trovare facilmente dal numero dei ventri e dei nodi che si presentano in una soluzione acquosa di un elettrolito.

ZEHNDER L. *Sulla manipolazione degli accumulatori ad alta tensione* (pp. 47-53). — Avendo costruito una batteria di piccoli accumulatori, che funziona già da qualche anno, l' A. indica le norme da seguirsi per caricarla e per mantenerla in buono stato.

Per la carica, se le lastre non sono già formate, consiglia l'intensità di 0,05 amp. per elemento, da raggiungersi però gradatamente dopo successive inversioni; per lastre già formate, che sono assai preferibili, si può arrivare a 0,1 amp. La corrente di scarica non deve superare 0,1 amp. per elemento: chiusure accidentali in corto circuito distaccano gli strati di perossido e guastano le lastre.

La porzione di lastra non formata, deve esser ricoperta di vaselina, che vi si distende a caldo.

Le vaschette dove sono immerse le lastre formate si riempiono fino a 2 cm. dall'orlo con una soluzione di H_2SO_4 puro a 19-20° Beaumé, e si versa poi sopra dell'olio di vaselina. L' A. anzi descrive un piccolo apparecchio per riempire sollecitamente, e senza pericolo di versare al di fuori la soluzione, i recipienti dei piccoli accumulatori.

È della massima importanza impedire che la tensione degli accumulatori discenda al di sotto di 1,8 volta; altrimenti gli elementi si solfaterebbero, e nelle cariche successive si guasterebbero sempre più.

ABEGG R. *Costanti dielettriche a basse temperature* (pp. 54-60). — Poichè le costanti dielettriche hanno tutte un coefficiente termico negativo era interessante studiarne il comportamento a temperature molto basse. L'A. ha eseguito questa ricerca col metodo di Nernst, ed ha trovato che per molti liquidi (acetone, alcoli) abbassando sufficientemente la temperatura con miscugli d'etere e di CO_2, la costante dielettrica cresce notevolmente e si avvicina al valore di quella dell'acqua alla temperatura ordinaria.

Martens F. F. *L' induzione magnetica di dischi orizzontali rotanti nel campo terrestre* (pp. 61-81). — Facendo ruotare dei dischi circolari di ferro, di acciaio e di nichel (che posson ritenersi come ellissoidi schiacciati) nel campo magnetico terrestre, l'A. ha trovato che durante la rotazione l' asse magnetico del disco subiva uno spostamento, rispetto alla direzione che aveva quando era in riposo. Questo spostamento, che l' A. chiama deviazione isteresica, cambia di senso col senso della rotazione, ma non dipende in modo apprezzabile dalla velocità di rotazione, per velocità comprese fra 2,5 e 200 giri al secondo.

Arrestando bruscamente il disco quando ruota con velocità superiore a 2,5 giri al secondo, la magnetizzazione I_1 del disco mobile cresce lentamente fino al valore I_2 che acquista quando è fermo; e ciò mostra una viscosità magnetica, come quella studiata dal Rayleigh e da Ewing.

Se K_1 e K_2 sono le suscettibilità magnetiche del disco in moto e del disco fermo, il rapporto $\frac{K_2-K_1}{K_1}$ è trascurabile per il nichel e per l' acciaio; ma acquista valori notevoli (fino a 14) per il ferro dolce scaldato al calor rosso.

Müller E. *Ricerche sperimentali sulla conduttività termica assoluta dell' aria* (pp. 82-118). — Poichè i resultati ottenuti con metodi diversi da Winkelmann e da Kundt e Warburg differiscono del 15 $^0|_0$ circa gli uni dagli altri, l'A. ha intrapreso una serie di esperienze per confrontar quei due metodi e ricercare le cause delle divergenze. L'A. trova che il valore più probabile per il coefficiente di conduttività assoluta dell' aria è $K=0,0456$.

Dahms A. *Aggiunte ed osservazioni alla Nota sul punto di congelazione dei miscugli binari* (pp. 119-123). — L' A. comunica nuove ricerche fatte con benzolo ed acido acetico più puri di quelli già usati (cfr. *N. Cim.* (4). 2, pag. 265), per verificare la validità di alcune osservazioni fattegli dal Roloff (*Ztschr. f. phys. Chem.* 17). I resultati ottenuti con queste sostanze più pure confermano quelli precedentemente ottenuti.

Hagenbach A. *Ricerche per separare colla diffusione i due componenti del gas della cleveite* (pp. 124-133). — Poichè l'analisi spettrale non dà con sicurezza il modo di distinguere i due gas separati per diffusione da quello ottenuto dalla cleveite, l'A. ha misurato le densità dei gas che sono stati separati pel passaggio attraverso un setto di porcellana non verniciata, ed ha trovato che le densità riferite all' idrogeno sono le seguenti:

Miscuglio gassoso proveniente della cleveite 2,315
Miscuglio passato per diffusione 2,032
Miscuglio non diffuso . . . . 2,576.

Ciò porta a concludere che la diffusione permette di separare dall' helium due gas differenti.

HÜFNER G. *Determinazione dei coefficienti di diffusione di alcuni gas nell' acqua* (pp. 134-168). — L'A. comunica i resultati delle esperienze eseguite per determinare i valori assoluti dei coefficienti di diffusione di alcuni gas (ossigeno, azoto e idrogeno) nell' acqua. I metodi seguiti sono stati quelli di Stefan. Per l' idrogeno, il valore trovato differisce notevolmente da quello calcolato con le formole di Stefan per la diffusione attraverso uno strato sottile d' acqua; la differenza è molto minore servendosi del metodo della diffusione in una colonna d' acqua molto lunga contenuta in un tubo capillare.

GROSHANS J. A. *Sulle temperature corrispondenti (per eguali pressioni di vapore)* (pp. 169-173). — Fino dal 1849 l' A. enunciò la legge delle temperature corrispondenti, secondo la quale le proprietà di un corpo qualunque *c)* sono confrontate con quelle dell' acqua (aq.). Cioè: se si considerano due pressioni: quella *p* ignota e quella di un' atmosfera (760 mm.), e se T rappresenta la temperatura assoluta di ebollizione, si ha

$$\frac{\mathrm{T}p\ (c)}{\mathrm{T}p\ (\mathrm{aq})} = \frac{\mathrm{T}.\,760\ (c)}{\mathrm{T}.\,760\ (\mathrm{aq})} = \text{costante}\ .$$

L'A. mostra come questa legge dà resultati conformi a quelli direttamente osservati per 24 sostanze, delle quali i punti di ebollizione sono stati recentemente determinati da Auschütz.

GLAN P. *Ricerche teoriche sui corpi elastici e sulla luce* (pp. 174-192). — In questa XI parte del suo lavoro l'A. studia le deformazioni dei cristalli.

OBERBECK A. *Sulla dispersione dell' elettricità d' un conduttore nell' aria e sull' influenza che su questo fenomeno esercita un aumento di temperatura* (pp. 173-208). — Poichè dai lavori fin quì conosciuti sulla dispersione dell' elettricità dai conduttori non si può dedurre una regola generale per la dispersione dei due stati elettrici, l' A. ha eseguito una serie di ricerche su un filo di platino attraversato da una corrente e caricato per influenza da un disco piano, del quale si poteva conoscere il potenziale.

Egli ha trovato che, per uno stesso potenziale del disco, alle temperature elevate l' elettricità negativa si disperde più facilmente di quella positiva.

WESENDONCK K. *Osservazioni sui potenziali ai quali comincia la scarica da una punta, nell' aria e nell' idrogeno* (pp. 209-230). — La scarica avveniva da una punta molto affilata, ben pulita, che terminava nel centro di un recipiente metallico, posto in comunicazione col suolo. Il recipiente poteva riempirsi d' idrogeno o di aria. Il potenziale di scarica era misurato da un elettrometro Braun, e da un elettrometro a quadranti caricato per influenza secondo il metodo Mac' Farlane. Un galvanometro posto nel circuito che riuniva il recipiente metallico al suolo, poteva indicare il momento in cui avveniva la scarica dalla punta.

L'A. ha trovato così che la scarica positiva può cominciare per potenziali minori di quelli ai quali comincia la negativa, e che le quantità di elettricità che sfuggono dalla punta positiva sono sempre molto al di sotto di quelle che si hanno per la punta negativa.

Il potenziale minimo per la scarica nell' aria fu trovato di circa 2000 volta per punta negativa, di circa 2400 per punta positiva, per l' idrogeno i potenziali minimi furono circa 1400 e 1700 respettivamente.

BOLTZMANN L. *Sull'indispensabilità dell'atomistica nelle scienze naturali* (pp. 230-247). — Di fronte alle nuove teorie che vengon proposte nella meccanica, l'A. esamina, fra altro se l' atomistica, nella sua forma attuale abbia sempre grande vantaggio sulla fenomenologia, e se quest' ultima possa promettere teorie che sieno preferibili a quelle dell' atomistica. Egli conclude che a non volersi fare delle illusioni sul significato di un' equazione differenziale, o di una grandezza continua estesa, non si può mettere in dubbio che questa rappresentazione nella sua essenza è atomistica.

TALLQUIST HJ. *Sulla carica oscillante dei condensatori* (pp. 248-268). — Per la carica di un condensatore la cui capacità variava da $^1/_{10}$ a 1 microfarad, e con un circuito la cui autoinduzione variava da $^1/_{100}$ a 1 quadrante, l'A. ha trovato dei resultati concordanti con quelli della teoria di Thomson. La durata della carica era misurata mediante un pendolo che funzionava da interruttore.

La carica oscilla attorno al valore limite Q, e il valore della carica q in un istante qualunque si può rappresentare con l' equazione

$$q = Q \left\{ 1 - \frac{1}{\beta \sqrt{LC}} e^{-\frac{W}{2L} t} \cos \left(2 \pi \frac{t}{T} - \omega \right) \right\}$$

nella quale son ben noti i significati delle lettere. La carica definitiva è presa praticamente in un tempo brevissimo.

Nell' ipotesi che $(W/2L)^2$ sia piccolo rispetto ad $1/CL$, cioè se il circuito ha resistenza relativamente piccola e grande autoinduzione, la formola precedente si riduce a

$$q = Q \left\{ 1 - e^{-\frac{W}{2L}t} \cos 2\pi \frac{t}{T} \right\}$$

e il periodo T dell' oscillazione è dato da

$$T = 2\pi \sqrt{LC}\ .$$

HOFFMANN M. W. *Sui raggi di scarica e su alcune loro relazioni coi raggi catodici e i raggi di Röntgen* (pp. 269-299). —

Per suggerimento di E. Wiedemann, cui si deve la scoperta che la scintilla elettrica emette radiazioni capaci di provocare la luminescenza su alcuni corpi, l'A. ha studiato questa specie di raggi, che sono stati chiamati *raggi di scarica* per indicare la loro origine.

Come sostanza luminescente l'A. ha adoperato una delle soluzioni solide del Wiedemann, che non sia sensibile ai raggi ultravioletti; e questa è un miscuglio di solfato di calcio con piccolissima quantità di solfato di manganese.

I resultati di queste ricerche sono principalmente che i raggi di scarica, che si propagano in linea retta e che non si riflettono, emanano da tutti i punti della scintilla, ma più specialmente dal catodo.

L' intensità dei raggi di scarica non dipende dalla natura degli elettrodi; ma dipende dal modo della scarica e diminuisce un po' più rapidamente del quadrato delle distanze. Certi gas, come l' ossigeno e la CO_2 li assorbono energicamente; in altri, come nell' H e nell' Az, si producono maggiormente che nell' aria, e quelli prodotti nell' idrogeno attraversano anche il quarzo e lo spato fluore; e poichè la luminescenza che producono non dipende dallo spessore del quarzo attraversato, così pare che qui si tratti di raggi di scarica trasformati.

La produzione dei raggi di scarica aumenta al diminuire della pressione del gas; non son però, questi raggi, deviati dal magnete. Altre ricerche saranno fatte per riconoscere se tali raggi si convertono nei raggi Röntgen o in raggi catodici non deviabili dal magnete.

FRITSCH C. *Sulla conduttività elettrolitica dei corpi solidi* (pp. 300-314). — L'A. ha studiato, nel laboratorio di E. Wiedemann, la conduttività di alcune soluzioni solide, formate con lievi aggiunte di sali che non abbiano azione chimica sul solvente. Egli

ha trovato che una piccola proporzione d'impurità basta per aumentare considerevolmente la conduttività elettrica di un sale solido: per es. aggiungendo 1 % di KBr al $PbBr_2$, la conduttività da 4 diviene 699; aggiungendo il 2 % di KFl al $PbFl_2$, la conduttività da 6 diviene 8000. Il coefficiente di variazione della conduttività per la temperatura non è invece influenzato dalla presenza d'impurità. Tutto ciò indica che anche nelle conduttività dei sali solidi si ha che fare con un fenomeno elettrolitico.

KOHLRAUSCH F. *Sugli elettrodi platinati e sulla misura delle resistenze* (pp. 315-332). — Per poter adoperare elettrodi di piccola superficie nella misura delle resistenze col metodo del ponte col telefono, l'A. ha trovato molto conveniente di far depositare sul platino uno strato discretamente grosso di nero di platino, mediante l'elettrolisi della soluzione indicata da Lummer e Kurlbaum, e formata da: cloruro di platino parti 1, acetato di piombo parti 0,008, acqua parti 30, e adoperando una densità di corrente di 0,03 amp. per $cm.^2$

Con questo rivestimento, una superficie di $^1/_2$ $cm.^2$ dà un minimo del suono assai buono per resistenze di 50 ohm circa, e il metodo del telefono non lascia nulla a desiderare per resistenze superiori a 100 ohm.

L'A. descrive diverse forme di recipienti e di elettrodi per queste misure: notevole è specialmente un tubo ad U, con elettrodi mobili nelle due branche e graduato, che può servire a dare indicazioni sollecite sulla conduttività specifica delle soluzioni.

Se il nero di platino non fosse bagnato dalla soluzione, basta porvi sopra una goccia d'alcole perchè il contatto divenga buono.

KOHLRAUSCH F. *Sulle caviglie delle cassette di resistenza* (pp. 333-335). — L'A. non approva l'uso invalso nei costruttori di adoperare delle caviglie molto grosse; perchè quello che disturba è specialmente la resistenza al contatto, e non la resistenza della caviglia; e la resistenza al contatto è meno variabile con caviglie non troppo grosse (diametro minimo mm. 3,5) anche perchè con queste i pezzi metallici fra cui si pongono subiscono minori spostamenti, quando si mette a posto, si toglie qualche caviglia.

La disposizione migliore delle resistenze nelle cassette è poi, secondo l'A., quella che contiene le serie 1, 2, 2, 5 ecc.

KOHLRAUSCH F. *Sulle variazioni rapidissime del magnetismo terrestre* (pp. 336-339). — A proposito di una Nota di Eschenhagen (Berl. Sitzber, 1896) nella quale è richiamata l'attenzione sopra variazioni rapide del magnetismo terrestre che egli registrò fotograficamente, l'A. rammenta una sua Nota del 1882 nella quale descrisse delle variazioni ancora più rapide, dedotte dalle devia-

zioni di un suo variometro che aveva una cortissima durata di oscillazione e un forte smorzamento.

Se fosse possibile osservare simultaneamente le grandi perturbazioni magnetiche, potrebbe giungersi a determinare la velocità e la direzione della propagazione di tali onde cortissime, e a scoprire la sorgente di queste perturbazioni.

THIESEN M., SCHEEL K. e DIESSELHORST H. *Determinazione assoluta della dilatazione dell' acqua* (pp. 310-349). — Applicando il metodo dei vasi comunicanti usato da Dulong e Petit pel mercurio, e prendendo le precauzioni necessarie a mantener uniforme la temperatura nei due rami, e servendosi di un grandissimo numero di combinazioni per le temperature, gli A. hanno ottenuto i resultati seguenti:

$t = 0^0$	volume specifico	=	1,0001321
$t = 3,98$	»	»	1,0000000
$t = 10$	»	»	1,0002728
$t = 15$	»	»	1,0008745
$t = 20$	»	»	1,0017733
$t = 40$	»	»	1,0078190.

Gli A. si riservano d' indicare una formola che riassuma questi resultati, e di farne il confronto con quelli di altri sperimentatori.

VOIGT W. *Nuovo metodo per determinare la propagazione del calore nei cristalli* (pp. 350-367). — Il metodo del Senarmont presentando delle difficoltà notevoli sia teoriche che pratiche, l'A. ha trovato conveniente di riscaldare le lamine cristalline mediante un' asticella di rame scaldata con una fiamma, ed applicata ad un' orlo della lamina. Dalle linee di fusione della cera, o di altra sostanza di cui le lamine sono spalmate, si deduce, mediante la teoria esposta dall'A., la natura delle isoterme.

VOIGT W. *Ricerche per determinare il momento elettrico specifico vero di una tormalina* (pp. 368-375). — Per misurare l'elettrizzazione vera della tormalina, l'A. ha tracciato su un cristallo un segno col diamante, e, dopo averlo rotto, ha posto i due pezzi in due pozzetti comunicanti coi quadranti di un elettrometro. Se q è la quantità di elettricità che si trova su ciascuna delle superficie di frattura, μ il momento elettrico specifico (per unità di volume) o l' elettrizzazione vera, ed s la superficie della sezione, si ha $q = + \mu s$, dalla quale si può dedurre il valore di μ, che l'A. ha trovato uguale a 33 unità C. G. S.

Per la medesima tormalina, altre esperienze anteriori di piezo elettricità avevano dato

$$\mu_0 = 0,056 \text{ C. G. S.}$$

per chilogrammo di pressione longitudinale per cm.^{2}

MILLIKAN R. ***Prova sperimentale della formola Clausius-Mossotti*** (pp. 376-379). — Secondo la teoria Clausius-Mossotti la costante dielettrica è data da

$$k = \frac{1+2x}{1-x}$$

essendo x la frazione del volume totale, che è occupato delle particelle conduttrici.

Per verificare sperimentalmente questa formola, l'A. determinò dapprima la costante di un miscuglio di cloroformio e benzina che avesse la densità uguale ad 1; poi trovò la costante del medesimo miscuglio cui era stata aggiunta una quantità nota x di acqua, che veniva in esso emulsionata. Le particelle dell'acqua rappresentano qui le sfere conduttrici della teoria. L'A. trovò la formola sopra detta verificata sperimentalmente, se si adoperano oscillazioni assai lente perchè per esse l'acqua possa considerarsi come un buon conduttore.

Per oscillazioni rapidissime la polarizzazione elettrostatica delle sferette d'acqua non avrebbe più tempo di manifestarsi, e tali emulsioni si dovrebbero comportare come dielettrici puri. In date condizioni quei miscugli dovrebbero mostrare perciò dispersione anormale. Per il cloroformio e l'acido cloridrico l'A. ha trovato infatti che per lente oscillazioni la capacità di un condensatore il cui dielettrico sia cloroformio puro cresce nel rapporto di 1: 2,93, per l'aggiunta di HCl; mentre resta costante per oscillazioni rapidissime (10^7 al secondo). Perciò il cloroformio prima dell'aggiunta di HCl si comporta come un dielettrico ideale, e come un conduttore ideale dopo che l'acido è stato aggiunto in quantità sufficiente.

BALMER J. J. *Una nuova formola per la lunghezza d'onda delle righe spettrali* (pp. 380-391). — La formula proposta, che dà, meglio di quella di Kayser e Runge, con abbastanza esattezza anche le posizioni delle strie meno rifrangibili degli spettri dei metalli alcalini, è

$$(1) \qquad \lambda_n = a\frac{(n+c)^2}{(n+c)^2 - b^2} \quad \text{ovvero} \quad (2)\ \tau_n = A - \frac{B}{(n+c)^2}$$

ove n è un numero intero, e $\tau_n = \frac{1}{\lambda_n}$.

Le costanti della (1) differiscono da un gruppo all'altro di righe; ma il rapporto $\frac{a}{b}$ si può ritenere costante a meno di 0,005 e il suo valore per i gruppi di righe che si distinguono negli spettri dell'helium è lo stesso di quello che ha per l'idrogeno e il litio.

La formula (2) era già stata indicata dal Ridberg, il quale però aveva ammessa a priori la costanza del rapporto $\frac{a}{b}$.

Facendo nella (1) $c=0$ e $b=4$ si ha la formola che rappresenta la distribuzione delle righe dell' idrogeno.

BOLTZMANN L. *Sulla Memoria del sig. Zermelo « Sulla spiegazione meccanica dei fenomeni reversibili* (pp. 392-398). È una risposta che non può riassumersi brevemente in modo intelligibile.

BOLTZMANN L. *Sulle rotazioni in un campo elettrico costante* (pp. 399-400). — L'A. fa osservare che le ragioni addotte dal Quincke non gli sembrano sufficienti per spiegare le rotazioni nel campo elettrico costante (cfr. *N. Cim.* (4) 5, pag. 150), e che bisognerebbe ammettere che, oltre le proprietà dielettriche, entrasse in conto anche uno scambio di elettricità fra le armature del condensatore. Questo scambio fornirebbe l' energia necessaria a mantener la rotazione. A. STEFANINI.

HEYDWEILLER A. *Sulle rotazioni nei campi elettrici costanti.* (*Verh. der Physikal. Ges. zu Berlin*; XVI, pp. 32-36). — Anche l' Heydweiller fa notare che le rotazioni osservate dal Quincke non si possono spiegare con la sola azione del campo sul sottile strato d' aria che si forma fra il corpo rotante e il liquido: il campo non potrebbe fornire l' energia necessaria a mantener la rotazione.

L' A. spiega quelle rotazioni richiamando un teorema dimostrato nel 1881 dall' Hertz, il quale, ritenendo che i liquidi sieno cattivi conduttori, ma non coibenti perfetti, trattò il caso di un corpo di rivoluzione girevole attorno al suo asse in un campo costante, le cui linee di forza son perpendicolari all' asse di rotazione. Le cariche indotte son trasportate nella rotazione, talchè le forze elettriche esercitano sul corpo rotante un momento che si oppone al moto: l' equivalente per l' energia cinetica che diminuisce, si ritrova nel calore Joule svolto nel corpo rotante dalle correnti indotte.

Nel caso considerato dal Quincke, l' energia necessaria a mantener la rotazione è fornita da quella del campo, la quale si disperde più rapidamente quando il corpo considerato è in moto, perchè colla rotazione l' elettricità positiva è continuamente trasportata in luoghi di potenziale più basso.

Allo stesso modo l' A. spiega anche dei movimenti che si osservano in alcuni radiometri e in alcune alette mobili contenute in tubi a rarefazione del Geissler. A. STEFANINI.

IN ONORE

DI

ANGELO GENOCCHI

Un onorevole Comitato ha assunto l' iniziativa per erigere un ricordo perenne all' illustre matematico **Angelo Genocchi,** morto il 7 Marzo 1889 in Torino, nel cui Ateneo insegnò per molti anni con plauso l' analisi infinitesimale.

Una sottoscrizione tra tutti i cultori delle varie scienze, si è aperta affinchè il ricordo sia degno dell' illustre scienziato, e noi del *Nuovo Cimento*, mentre ringraziamo il Comitato per il nobile pensiero, gli auguriamo di raccogliere offerte numerose ed importanti.

LA DIREZIONE.

N. B. *Le offerte vengono ricevute dal cassiere del Comitato presso il Collegio degli Ingegneri, Via Dazio Vecchio, n. 52, Torino.*

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Sono pervenute le seguenti adesioni

Florio Dott. Fortunato, Prof. nell' Istit. Tecnico	Cagliari
Milani Dott. Giulio	Pisa

Il Comitato Provvisorio ha diramato la seguente circolare:

Pisa, *li 5 Agosto 1897.*

Egregio Collega,

Il **26** *del prossimo Settembre alle ore 9 ant. si terrà in* **Roma** *la* prima Adunanza Generale *della* **Società Italiana di Fisica.** *Le adunanze continueranno il 27 e il 28 dello stesso mese.*

In esse verranno trattati temi scientifici e scolastici, e verranno tenute conferenze sperimentali sui più recenti studi di Fisica.

La prego vivamente di volermi comunicare s' Ella avesse da proporre temi di discussione, o se avesse in animo di tenere conferenza su qualche tema scientifico.

Il tempo utile per la presentazione delle proposte si chiude col 31 corrente.

Le adunanze si faranno nell' Istituto Fisico dell' Università, in Via Panisperna, n. 89.

Nella ferma fiducia ch' Ella non vorrà mancare a questa prima riunione, mi raffermo

Suo Dev.mo

PEL COMITATO PROMOTORE

A. Battelli.

NECROLOGIA

Il giorno 23 Luglio 1897 cessava di vivere in Peccioli il Dott.

ADOLFO PETROZZANI

nella verde età di ventisei anni, dopo lenta e penosa malattia.

Egli aveva compiuti i suoi studi nella R. Università di Pisa dove si laureò nell'anno accademico 1895. Fu assistente volontario nel R. Istituto di Fisica di Pisa, nel quale eseguì un lavoro sperimentale « Sulla dispersione elettrostatica » pubblicato nel *Nuovo Cimento.*

Nel 1897 divenne assistente nella R. Università di Siena, ove si meritò l'affetto dei Professori e dei colleghi e dove fu ammirato da tutti per la bontà e dolcezza del carattere. A Siena compiè un lavoro « Sulla conducibilità degli elettroliti » e stava scrivendone i risultati quando fu inesorabilmente rapito dalla morte.

La Società Italiana di Fisica perde in lui uno dei suoi più giovani soci, sul quale si fondavano buone speranze.

INDICE *(seguito)*.

INDICE

RIVISTA.

(E. Castelli) **Comptes Rendus.** Marzo 1897.

(E. Castelli). **Journal de Physique.** Gennaio, Febbraio e Marzo 1897.

(Segue l'indice nella pagina precedente).

SERIE IV. - Tomo VI. *Settembre 1897*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie gratis agli Autori.

UN TELEFONO DIFFERENZIALE PER LA MISURA DELLE RESISTENZE DEGLI ELETTROLITI.

Ricerche sperimentali del Dott. R. FEDERICO [1]).

1. Quando si voglia misurare la resistenza di un elettrolito polarizzabile, il metodo più spesso adoperato — perchè più comodo — è quello di Kohlrausch [2]). Ma questo metodo non è esente da inconvenienti. Il *minimo* del telefono è tutt' altro che ben netto, e quando si fa una misura si deve andare parecchie volte col corsoio innanzi e indietro sul filo del reocordo prima di arrivare al *punto nullo.*

Per la misura delle piccole resistenze il metodo del Kohlrausch lascia molto a desiderare, ed è quasi impossibile fare una misura esatta quando la resistenza da misurare sia solo di qualche Ohm. Ultimamente [3]) il Kohlrausch pare che platinando gli elettrodi che portano la corrente attraverso l' elettrolito, sia riuscito ad ottenere al telefono un *minimo* più netto, e quindi una maggiore esattezza nella misura. Ma si vede facilmente come ciò sia solo un palliativo, il difetto consistendo nel metodo. Infine ricordiamo che il punto in cui si ha il *minimo* al telefono, non è precisamente il punto per il quale sussiste la proporzionalità fra le resistenze dei quattro rami del ponte. Da tutto ciò si rileva che oltre a non dare una grande esattezza, il metodo, per quanto permetta di fare una misura più rapidamente e più comodamente che servendosi di un elettrodinamometro, non permette però di fare una misura in un tempo brevissimo; il che occorrerebbe in certi casi, per es. quando si volesse misurare una resistenza variabile.

Più recentemente il Wien [4]) fece conoscere un suo *telefono ottico* mediante il quale le vibrazioni della lamina tele-

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) F. Kohlrausch. Wied. Ann. 11, 653, 1880.

3) F. Kohlrausch. Wied. Ann. 60, 315, 1897.

4) M. Wien. Wied. Ann. 42, 593, 1891.

fonica sono rese visibili mediante un sistema di molle e di specchi. Secondo l'autore, adoperando tale apparecchio in luogo di un telefono comune col metodo di Kohlrausch, nel punto nullo non si ha alcuna vibrazione della lamina, mentre queste sono rese ben visibili negli altri punti. Però per l'uso di tale strumento occorre un interruttore che sia *perfettamente* all'unisono colla lastra telefonica, e occorre che abbiasi pure l'unisono con le molle che entrano nel sistema ottico. Ora tale regolazione è così difficile, che non si raggiunge se non dopo una grande pratica, il buon funzionamento dell'apparecchio. Sicchè il suo uso è tutt'altro che comodo e pratico, avuto anche riguardo alla molta delicatezza degli organi.

2. Esporrò in questa Nota un metodo differenziale, il quale è molto più esatto di quello di Kohlrausch, e il cui grado di esattezza è uguale tanto per le piccole che per le grandissime resistenze.

Il metodo è analogo a quello del galvanometro differenziale per la misura della resistenza dei metalli. Solo che, trattandosi nel caso mio di liquidi polarizzabili, è naturalmente necessario far uso di correnti alternate e di sostituire al galvanometro un altro apparecchio di misura. Questo consiste in un telefono il quale differisce dai comuni ricevitori Bell per questo, che esso ha due nuclei A A' affacciati, ognuno da ciascuna parte della lamina vibrante L di ferro dolce (fig. 1). Questa è stretta a vite in un' intelaiatura di ottone I. I nuclei sono sorretti da due colonnine C C', su cui possono scorrere a sfregamento dolce, in modo da potersi avvicinare o allontanare a piacere dalla lamina; le viti T T' servono a fissarli nella posizione voluta. R R' sono i rocchetti del telefono, entrambi costruiti con cura in modo che abbiano la stessa resistenza con una medesima lunghezza di filo, avvolto quanto più è possibile in un numero uguale di spire. Ciò è necessario, perchè i rocchetti oltre ad una medesima resistenza abbiano anche lo stesso coefficiente di autoinduzione. Le due estremità del filo di ciascun rocchetto finiscono rispettivamente a dei serrafili H K, H' K'.

Per ascoltare il suono del telefono ho trovato eccellente il metodo seguente:

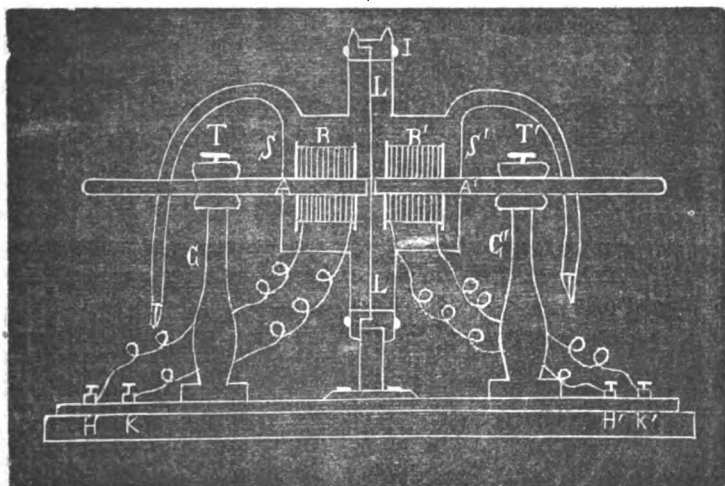



Fig. 1.

I rocchetti sono entro scatole di latta S S' del tutto chiuse tranne che per due fori per cui passano esattamente i nuclei. Alla parte superiore di queste scatole sono saldati due tubi di ottone, a cui si innestano due tubi di gomma simili a quelli usati nei fonografi, e che portano il suono direttamente alle orecchie. Ogni suono prodotto dalla lamina, per quanto debole, viene udito distintamente.

Le correnti che arrivano al telefono, come s' è detto, bisogna che siano alternate. Importa inoltre che il numero delle alternazioni al secondo, possa essere regolato entro limiti assai estesi. Per raggiungere lo scopo ho costruito il seguente interruttore. Su un regolo di legno è teso un filo di acciaio sottile A (fig. 2). Nel mezzo di questo è fissata una sbarrettina S di ferro

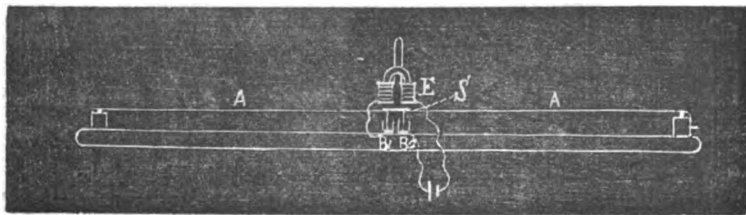



Fig. 2.

dolce, terminante all' estremità inferiore con due punte che pescano nei bicchierini sottostanti B_1 B_2 contenenti del mercurio. Al di sopra della sbarrettina S è situata un' elettrocalamita E, i capi del filo della quale finiscono uno al bicchierino B_1, l' altro a un polo di una pila, di cui l' altro polo è collegato al secondo bicchierino B_2. In tal modo se la corda è allo stato di riposo, le punte pescano nel mercurio, la corrente passa nell' elettrocalamita che attira la sbarrettina S, producendo quindi interruzione fra le punte e il mercurio di B_1 e B_2. Si capisce che in tal modo il sistema agisce da interruttore e la corda si mette a vibrare.

Il numero delle vibrazioni dipende dalla lunghezza della corda, dal suo diametro, e dal grado di tensione. Variando questa col girare un' apposita spina, si varia il numero delle interruzioni entro limiti estesi.

Per rendere alternate le correnti di una pila, bisogna aggiungere all' apparecchio un altro organo. Esso consiste in due lastrine L_1 L_2 di alluminio assai leggere, isolate fra loro per mezzo di un prisma K di avorio su cui sono fissate con viti (fig. 3). Alle estremità delle lastrine sono saldati fili di alluminio terminati da punte di platino. Il sistema può girare fra le due

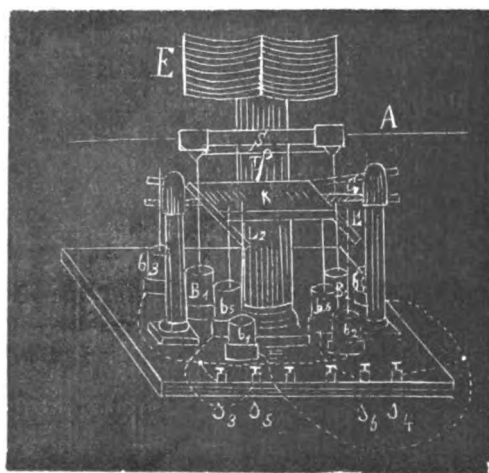



Fig. 3.

punte di un asse di acciaio G attraversante il prisma di avorio. Al di sotto delle quattro punte di platino sono posti quattro

bicchierini b_1 b_2 b_3 b_4 contenenti del mercurio, collegati due a due con fili incrociati [1]); le due coppie terminano per mezzo di fili ai due morsetti s_3 s_4 rispettivamente.

Finalmente nel mezzo delle lastroline di alluminio e precisamente nel punto in cui queste sono fissate alla sbarra di avorio, sono avvitate due altre punte di alluminio che pescano anch' esse in due bicchierini di mercurio b_5 b_6, collegati con due serrafili s_5 s_6. Tutto il sistema è unito alla corda vibrante per mezzo di un gancio T in modo che quando questa è in movimento esso acquista un moto come d'altalena rispetto al suo asse di rotazione.

Dopo ciò il funzionamento dell'apparecchio è facile a spiegarsi. Ai due serrafili s_5 s_6 fissiamo i due reofori di una pila la cui corrente si vuol rendere alternata. Immaginiamo che per effetto dell' elettrocalamita la corda sia nella posizione più alta della sua vibrazione. Allora sono le punte posteriori che toccano il mercurio dei bicchierini sottostanti b_3 b_4, il che non avviene per le punte anteriori che sono sollevate al di sopra del mercurio, e quindi la corrente della pila è condotta dai serrafili s_5 s_6 ai serrafili s_3 s_4. Se il polo positivo della pila era collegato col serrafilo s_5, è ancora in s_3 un polo positivo. Se la corda è nella posizione più bassa, allora le punte posteriori non toccano più il mercurio dei bicchierini sottostanti ma bensì lo toccano le punte anteriori, e la corrente della pila viene ancora condotta ai serrafili s_3 s_4, ma per il modo come sono collegati i bicchierini b_1 b_2 b_3 b_4, è adesso in s_4 il polo positivo.

Adunque ad ogni vibrazione della corda abbiamo un cambiamento nella direzione della corrente; avremo quindi tante alternazioni quanto è il numero delle vibrazioni della corda.

3. Il metodo differenziale usato per la misura della resistenza dei liquidi polarizzabili, è dato dallo schema rappresentato nella fig. 4. Dai serrafili $s_3 s_4$ dell'alternatore ora descritto partono due circuiti derivati. In uno sta la resistenza X da misurare ed uno dei rocchetti — r_1 — del telefono; nell'altro una re-

1) Le linee tratteggiate nella figura indicano comunicazioni per mezzo di fili.

sistenza nota R e l'altro dei rocchetti — r_2 — del telefono. La corrente circola in direzioni contrarie nei due rocchetti, in modo che le azioni di questi sulla lamina siano opposte. Bisogna regolare il telefono in modo che quando per X ed R si mettano resistenze uguali, esso non dia alcun suono. Ciò si fa allontanando o avvicinando uno dei nuclei magnetizzati fino a che al telefono non si ottenga il silenzio. Quando l'apparecchio sia in tal modo regolato, per fare una misura non resta, disposti i circuiti nel modo suesposto, che variare R fino ad ottenere il silenzio al telefono; il valore di R per cui ciò avviene, è il valore della resistenza X cercata.

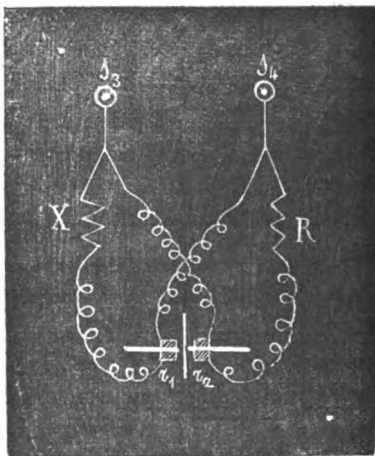



Fig. 4.

Ho detto or ora che bisogna arrivare a non avere più suono alcuno al telefono. Ciò non è facile e avviene spesso che non si ottiene il silenzio perfetto, ma un minimo come nel metodo di Kohlrausch.

Ciò dipende principalmente da tre cause:

1.° Il tono fondamentale della corda vibrante non è quello della lastra telefonica.

2.° Il coefficiente di auto-induzione della cassetta R è diverso da quello della resistenza X, in generale liquida.

3.° Le correnti alternate non sono sinusoidali.

A quest' ultimo inconveniente il metodo ora esposto è meno soggetto di quello di Kohlrausch perchè le correnti alternate dell' apparecchio descritto avanti sono molto più vicine alle sinusoidali di quello che non siano le correnti indotte di un rocchetto d' induzione.

Se si varia il numero delle vibrazioni della corda (è questa la ragione per cui ho fatto uso di un interruttore a corda) in modo da metterla il meglio possibile all' unisono con la

lastra telefonica, e se per avere R si fa uso di cassette di resistenza senza autoinduzione, allora si giunge ad avere il silenzio per X = R. Ciò veramente non è molto facile a conseguire, ma con un po' di pratica dell' apparecchio ci si arriva abbastanza presto. È ovvio che quando l' apparecchio sia ben regolato, la misura voluta si fa in un tempo breve e minore assai che con gli altri metodi. Il tutto si riduce a levare qualche spina della cassetta R, cosa che si fa assai presto. E il tempo richiesto sarà ancora minore quando si faccia uso per resistenza nota di un reostato a liquido in cui la resistenza si può variare con continuità. Ma di ciò parlerò più avanti.

4. L' alternatore descritto non serve se non quando la resistenza da misurare non superi un certo valore, in generale piccolo. Ciò perchè per resistenze elevate la f. e. m. della pila essendo piccola e la intensità piccolissima il contatto fra le punte del sistema mobile e il mercurio è insufficiente al passaggio della corrente e il telefono non dà alcun suono.

Si potrebbe girare la difficoltà facendo uso di una pila di f. e. m. elevata; ma ciò è incomodo richiedendosi l' unione in serie di molti elementi.

È più comodo invece far uso delle correnti indotte di un rocchetto d' induzione — come per il metodo di Kohlrausch — le cui correnti alternate di piccola intensità e di potenziale elevato sono assai opportune per le grandi resistenze liquide. Ho levato ad un piccolo rocchetto di Rumkorff l'interruttore a martello che possedeva, e mandavo nel circuito primario di esso le correnti interrotte dall' interruttore a corda (fig. 2).

Ad esso ho tolto il sistema mobile che serviva per alternare la corrente della pila, ed ho messo l' induttore del rocchetto in serie coll' elettrocalamita. Con ciò oltre ad avere la massima regolarità nelle interruzioni, avevo sempre il vantaggio di regolare il numero di esse, cosa essenziale per il buon andamento del telefono. In tal modo ho potuto misurare resistenze anche enormi — di parecchie centinaia di migliaia di Ohm. — Veramente facendo uso del rocchetto come alternatore, il silenzio netto al telefono non si ottiene che difficilmente e in condizioni speciali. Ma il minimo è così distinto, e

così facile a cogliersi da non produrre ciò difficoltà nella prontezza della misura. Aggiungo che a ciò influisce anche questo fatto che essendo alquanto diverso il timbro del suono del telefono, a seconda che ha il sopravvento l' uno o l' altro dei due rocchetti, il passaggio attraverso il *punto nullo* — cioè il punto in cui si dovrebbe avere il silenzio — è così reso più evidente dal cambiamento di suono del telefono. Ciò è assai comodo, facendo le veci del *destra* e *sinistra* delle deviazioni dell' ago di un elettrodinamometro, e dando subito un' idea se la resistenza R messa al principio sia troppo grande o troppo piccola rispetto ad X.

5. La grande sensibilità del metodo permette di avere nelle misure una esattezza grande, superiore di molto a quella che può dare il metodo di Kohlrausch. Non sto qui a riportare i risultati di numerose esperienze fatte confrontando il mio metodo con tutti gli altri, non escluso quello dell' elettrodinamometro. Basta dire che su 10,000 Ohm di resistenza il telefono arrivava a sentire differenze di una ventina di Ohm, quando la misura si faceva rapidamente — in qualche secondo — e si arrivava a differenze di soli 10 Ohm circa quando la misura si faceva con più comodo. Ciò porta l' errore di $^1/_{1000}$ circa del valore della resistenza da misurare, il che dà una sensibilità più che sufficiente per le misure ordinarie.

Naturalmente è necessario variare le resistenze dei rocchetti del telefono a seconda che la resistenza da misurare sia grande o piccola. Ho fatto uso di rocchetti aventi resistenze diverse.

Una coppia di essi aveva un Ohm circa di resistenza per ciascun rocchetto e l' adoperavo per misurare resistenze fino a una diecina di Ohm. Usavo l' alternatore a corda.

Un' altra coppia di rocchetti aveva ciascuno una resistenza di 10 Ohm e l' usavo per misure fino a 100 Ohm. Adoperavo l' alternatore o il rocchetto d' induzione a seconda che la resistenza incognita fosse più vicina ai 10 o ai 100 Ohm. In generale l' alternatore non lo adoperavo che per resistenze le quali non superassero i 50 Ohm.

Finalmente per resistenze superiori ai 100 Ohm facevo uso di rocchetti aventi 75 Ohm di resistenza, e adoperavo sempre il rocchetto d'induzione come produttore delle correnti alternate.

Per la misura delle resistenze grandissime, — le ordinarie cassette di resistenza non fornendo che resistenze limitate — bisogna ricorrere a resistenze liquide già tarate, da porre in luogo di R nel secondo ramo del circuito differenziale. È bene che siano ad elettrodi impolarizzabili; ma servono benissimo anche resistenze ad acqua acidulata con acido solforico, fra elettrodi di platino. La forma più conveniente è quella di un tubo di vetro chiuso all'estremità inferiore da uno degli elettrodi; l'altro elettrodo è fissato alla estremità di una seconda canna di vetro che può scorrere dentro la prima. In tal modo la resistenza può variare da zero al suo massimo valore dipendente dal diametro e dalla lunghezza della colonna liquida. Ciò è assai utile quando si voglia fare una misura in un tempo minimo. Quando sia regolato il telefono e disposti i circuiti, basta far scorrere l'asta del reostato e arrestarsi al punto del silenzio. Una lettura diretta dà immediatamente il valore della resistenza.

6. Ho dato in seguito agli apparecchi una forma più pratica e più comoda, che permette di fissarli tutti su un unico zoccolo che contenga anche il reostato a liquido, in modo da rendere il tutto facilmente trasportabile. Perciò ho sostituito all'alternatore a corda il seguente sistema. All'asse di una delle ruote di un piccolo sistema di orologeria, ho fissato due ruote dentate r_1 r_2 (fig. 5) aventi lo stesso numero di denti e separate l'una dall'altra da un dischetto di ebanite di diametro uguale a quello delle ruote, compresi i denti. Le ruote sono di ottone, isolate dall'asse e quindi isolate fra loro; esse sono disposte in modo che ai denti dell'una corrispondano gli spazi vuoti dell'altra, e comunicano per mezzo di due leggere molle m m', ciascuna con un polo di una pila. Alla periferia poggiano due molle m_1 m_2 larghe tanto quanto è lo spessore delle due ruote insieme al disco d'ebanite; tali molle sono fissate in posizione tale che quando una

di esse tocca un dente di una delle ruote, per es. di r_1, l'altra si trova in corrispondenza di uno spazio vuoto di r_1, e quindi tocca un dente di r_2.

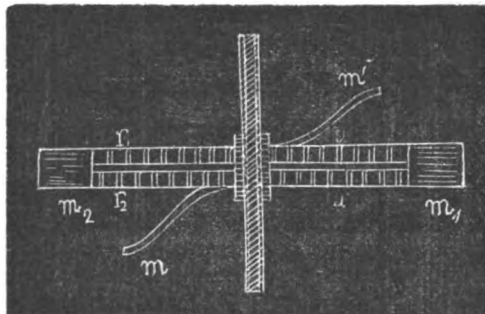



Fig. 5.

Se le ruote girano, m_1 m_2 toccano ciascuna alternativamente un dente di r_1 o uno di r_2 e sono quindi in comunicazione rispettivamente ora col polo positivo ora col negativo della pila. Le due molle sono collegate con due serrafili in cui si fa la presa della corrente in tal modo resa alternata.

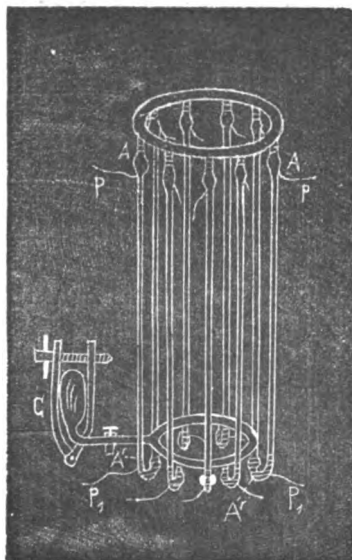
Ad uno degli assi del movimento d'orologeria è posto un piccolo freno che col suo attrito regola in certo modo la velocità con cui gira la ruota che funge da interruttore e varia quindi il numero delle alternazioni al secondo. Questo evidentemente è dato dal numero dei giri della ruota in discorso moltiplicato per il numero dei denti. Si può far funzionare l'apparecchio da semplice interruttore quando si metta in comunicazione un polo della pila con una delle ruote e si prenda la corrente da una delle molle m_1 m_2. L'apparecchio vien caricato come un movimento qualunque d'orologeria; la durata della carica è più che sufficiente a fare una misura.

Il reostato a liquido l'ho costruito nel modo seguente.

Ad una canna di ottone piegata a cerchio vennero masticate — a distanze uguali — delle canne di vetro a foro stretto, aventi ciascuna due palloncini A A' l'uno superiore l'altro inferiore (fig. 6). Le loro estremità inferiori piegate ad U erano anch'esse masticate ad un secondo cerchio di canna d'ottone di

diametro un po' minore del primo. Nei palloncini A' trovavasi del mercurio; il liquido che serviva da resistenza riempiva la canna da A' fino all' estremità inferiore del palloncino A. Dei fili di platino p p_1 saldati nel vetro servivano per condurre la corrente attraverso la resistenza.

Fig. 6

Con una pera di gomma C, che si poteva stringere con un morsetto a vite, si poteva praticare una pressione sul mercurio dei palloncini inferiori costringendolo a salire dentro le canne, fino a venire — volendo — a contatto coi fili p. Il liquido che serve da resistenza si raccoglie nei palloncini A. Ciascun tubo ha quindi una resistenza indipendente da quella degli altri; unendo in serie o in quantità questi tubi si ha a piacere una resistenza piccola o grande. La graduazione di ciascuna resistenza si fa accuratamente con uno dei metodi più esatti, per esempio col metodo dell' elettrodinamometro. Siccome poi il livello del mercurio è uguale in tutti i tubi, basta fare la lettura su uno di essi — appositamente graduato — per avere la resistenza di ciascuno.

7. Ho creduto col metodo esposto, rendendolo pratico il meglio possibile, di poter risolvere la questione accennata da principio di fare la misura di una resistenza in brevissimo tempo. Con una discreta pratica dell' apparecchio, quando tutto sia ben regolato, bastano due o tre secondi per effettuare la misura. È questo un vantaggio grandissimo, ed essenziale in qualche caso.

Pisa, Istituto di fisica, Settembre 1897.

SUL PERIODO DI VIBRAZIONE DELL' APPARATO DI LECHER CON APPENDICI AI FILI SECONDARI. - DETERMINAZIONE TEORICA.

per D. MAZZOTTO.

In alcuni miei recenti studi sull' indice di rifrazione elettrica dei corpi liquidi e solidi avendo avuto bisogno di modificare per gradi molto piccoli la lunghezza d' onda emessa dell' apparato di Lecher, usai all' uopo un metodo non usato da altri esperimentatori il quale consisteva nell' applicare in due punti corrispondenti dei fili secondari, fra le lamine secondarie ed il 1° ponte, delle appendici verticali, costituite di filo identico a quello dei fili secondari; variando la lunghezza di queste appendici, l' onda emessa dall' apparato subiva le volute graduali variazioni.

In altro lavoro [1]) studiai esperimentalmente come variava l' effetto prodotto da dette appendici col variare della loro lunghezza e della loro distanza dal ponte, tanto sulla lunghezza dell'*onda primaria* che su quella dell' *onda secondaria* emesse dall' apparato, avendo io già in precedenti note dimostrato [2]) che l' apparato di Lecher, oltre che fornire l' onda fondamentale (primaria) che soddisfa alle formule di Thomson, di Cohn ed Heerwagen e di Salvioni ne dà un' altra (secondaria) di periodo molto più corto la quale non soddisfa alle formule suddette.

Nella presente Nota mi sono proposto di calcolare la formula che dà il periodo della vibrazione primaria dell'apparato di Lecher munito delle appendici.

1) D. Mazzotto. N. Cimento, serie 4, vol. 3°, pag. 74, 1896.
2) D. Mazzotto. N. Cimento, serie 3, vol. 36°, pag. 189, 1894.

Il sistema da studiare è rappresentato schematicamente nella fig. 1; d, d_1 sono i due condensatori, identici, le cui armature primarie comunicano col mezzo di fili assai corti colle sferette fra le quali scocca la scintilla eccitatrice delle oscillazioni elettriche, e le cui armature secondarie comunicano coi fili secondari paralleli O C, O_1 C_1.

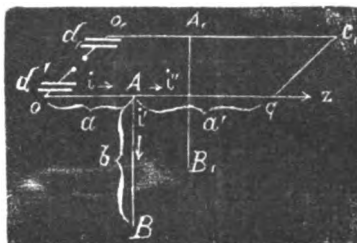



Fig. 1.

Secondo quanto trovarono Cohn ed Heerwagen [1]), i due condensatori, messi in comunicazione dalla scintilla, vengono a costituire un sistema di condensatori in cascata di capacità complessiva uguale alla metà di quella di ciascun condensatore preso separatamente; noi quindi supporremo che i punti O O_1 sieno in contatto colle armature di un unico condensatore di capacità uguale alla metà di quella dei due che si trovano nell' apparato.

Quando mancano le appendici A B, A_1 B_1 le onde arrivano direttamente al ponte C C_1 sul quale si riflettono, e le onde riflesse, sovrapponendosi alle dirette danno origine ad un sistema di onde stazionarie.

Questo è il caso pel quale Cohn ed Heerwagen hanno dimostrato che la lunghezza d' onda completa, λ, emessa dell' apparato, quando fra C C_1 ed O O_1 non vi sono nodi intermedi, soddisfa alla relazione

$$\operatorname{tang} \frac{2 \pi z}{\lambda} = \frac{\lambda}{8 \pi C \lg \frac{d}{R}}$$

nella quale z rappresenta la lunghezza O C, d la distanza ed R il raggio dei fili paralleli, e C la capacità elettrostatica complessiva del condensatore.

Cohn ed Heerwagen trattarono il problema seguendo la via già battuta dall' Hertz, basandosi cioè sull' integrazione delle equazioni di Maxwell applicate al campo elettromagnetico de-

1) Cohn et Heerwagen. Wied. Ann. vol. 43, pag. 268, 1891.

stato nell' ambiente che circonda i fili; però il Drude osservò che fin dal 1864 il Kirchhoff [1]) era giunto ad una formula identica considerando invece il processo che avviene nei fili conduttori.

Quest' ultima fu pure la via che io seguii, nella soluzione del presente problema, dietro il consiglio gentilmente datomi dello stesso Prof. Drude, al quale tributo i miei più vivi ringraziamenti.

Nel caso dell' apparato con le appendici, la corrente ondulatoria, giuntà in A, si biforca; una parte prosegue verso C ed un' altra percorre le appendici, subisce in B una riflessione totale e ritorna, biforcandosi, ai fili secondari; ugual sorte subiscono le onde riflesse dal ponte quando arrivano in A.

Nel caso dell' apparato senza appendici, essendo unica la via che possono percorrere le onde, è facile determinare dal differente cammino percorso la differenza di fase colla quale giungono ad un determinato punto le onde dirette e le riflesse e quindi determinarne il periodo; ma, nel caso attuale, stante la presenza della biforcazione, è impossibile il precisare in generale, senza ambiguità, la lunghezza di detto cammino, difficilmente quindi si giungerebbe per quella via alla soluzione del problema.

Potremo invece giungervi in altro modo, rappresentando cioè con equazioni distinte le intensità delle correnti ondulatorie nei tre rami O A, A B, ed A C, le cui amplitudini si indicheranno con costanti arbitrarie, e cercando di eliminare queste costanti approfittando delle condizioni limiti cui le correnti stesse devono sottostare pei legami esistenti fra i varii elementi dell' apparato.

Il carettere ondulatorio della corrente che si trasmette lungo i fili si deduce facilmente col mezzo della teoria di Kirchhoff in quanto che si dimostra [2]) che l' intensità i della corrente lungo due fili paralleli aventi in due punti prospicienti cariche e correnti eguali e di segno opposto, deve

1) G. Kirchhoff. Gesammette Abhandl. pag. 180.
2) V. Drude, l. c. pag. 376.

ubbidire, quando è trascurabile la resistenza dei fili, all' equazione

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 i}{\partial z^2}$$

nella quale ∂z è un elemento della lunghezza dei fili, ∂t un elemento di tempo, e c il rapporto fra le unità elettrostatica ed elettromagnetica di elettricità.

Quest' equazione, che è identica alla nota equazione della corda vibrante, ammette per integrale generale

$$i = f_1 (z - ct) + f_2 (z + ct)$$

nella quale f_1 rappresenta un' onda che si trasmette nel verso delle z positive (nel nostro caso nella direzione OC) ed f_2 una che si trasmette nel verso opposto con velocità comune c, quale è appunto il caso della formazione delle onde stazionarie.

Trattandosi di moti periodici di cui trascuriamo l' ammorzamento, potremo soddisfare all' equazione precedente mettendo i sotto la forma:

$$i = \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right) - A_r \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda}\right)$$

rappresentando coll' unità l' amplitudine dell' onda diretta, con A_r quella dell' onda riflessa, con T il periodo e con λ la lunghezza d' onda della vibrazione, sotto la condizione che sia

$$\lambda = c\,T.$$

A facilitare i calcoli successivi potremo considerare i come la parte reale di una funzione esponenziale ad esponente imaginario, eseguire i calcoli sopra la funzione esponenziale come se rappresentasse tutta intera il valore di i ed alla fine del calcolo trascurare la parte imaginaria [1]: con ciò il valore di i prende la forma

$$(1) \qquad i = e^{x\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right)} - A_r e^{x\left(\frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda}\right)}$$

1) Questo metodo ha condotto elegantemente il Drude alla soluzione di molti problemi relativi alle onde elettriche stazionarie nei fili (Vedi Abhandl. der Kgl. Sächs. Ges. der Wiss. vol. 23°, pag. 68, 1896 e Wied. Ann. vol. 60, pag. 6, 1897.

dove

$$\alpha = 2\pi\sqrt{-1}\ .$$

Se intendiamo di rappresentare colla formula (1) la corrente nel tratto O A, potremo colle formule analoghe

$$i' = A' e^{\alpha\left(\frac{t}{T} - \frac{s}{\lambda}\right)} - A'_r e^{\alpha\left(\frac{t}{T} + \frac{s}{\lambda}\right)} \tag{2}$$

$$i'' = A'' e^{\alpha\left(\frac{t}{T} - \frac{s}{\lambda}\right)} - A''_r e^{\alpha\left(\frac{t}{T} + \frac{s}{\lambda}\right)} \tag{3}$$

rappresentare rispettivamente la corrente nei tratti A B ed A C, nelle quali formule A', A" indicano le amplitudini delle onde dirette, A'_r ed A''_r quelle delle onde riflesse.

Le condizioni limiti del problema sono determinate dalla presenza del condensatore in O, del ponte in C e delle appendici in A.

Supposto che il dielettrico che costituisce il condensatore in O, sia perfettamente isolante, e chiamati V_1 e V_2 i potenziali (in misura elettromagnetica) delle due armature estreme, la corrente di spostamento i che, secondo il concetto di Maxwell, attraversa il condensatore sarà, in misura elettromagnetica:

$$-i = C_1 \frac{\partial (V_1 - V_2)}{\partial t} = \frac{C}{c^2} \frac{\partial (V_1 - V_2)}{\partial t}$$

essendo C_1 la capacità elettromagnetica e C l' elettrostatica del condensatore. E siccome, in causa della simmetria dell' apparato è $V_1 = - V_2$, sarà pure

$$-i = \frac{2C}{c^2} \frac{\partial V_1}{\partial t}\ .$$

Indicando, come sopra, con d la distanza, con R il raggio dei fili paralleli, e con ε la carica apparente (in misura elettrostatica) dell' unità di lunghezza in un determinato punto di un filo, sarà in quel punto

$$V_1 = 2\,c \lg \frac{d}{R}\, \varepsilon \tag{4}$$

e questo sarà pure il potenziale dell' armatura in contatto con quel punto del filo; quindi sarà

$$-i = \frac{4C}{c} \lg \frac{d}{R} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}.$$

L' aumento della carica apparente $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ dovendo equivalere alla diminuzione $-\frac{\partial i}{\partial z}$ della corrente per la stessa unità di lunghezza sarà [1])

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z} \tag{5}$$

nella quale il coefficiente c fu introdotto per esprimere ε in misura elettromagnetica come è espresso i.

La condizione limite derivante della presenza del condensatore al punto O è quindi espressa dalla

$$i = 4\,C \lg \frac{d}{R} \frac{\partial i}{\partial z} \quad \text{per} \quad z = 0. \tag{6}$$

Da questa e dalla (1) si avrà

$$1 - A_r = -4\,C \frac{\alpha}{\lambda} \lg \frac{d}{R} (1 + A_r)$$

da cui

$$A_r = \frac{1 + 4\,C \frac{\alpha}{\lambda} \lg \frac{d}{R}}{1 - 4\,C \frac{\alpha}{\lambda} \lg \frac{d}{R}}. \tag{6'}$$

Per la presenza in $C\,C_1$ del ponte, supposto questo di piccola lunghezza, i due potenziali in C e C_1 dovranno esser uguali, e, siccome sono di segni opposti, dovranno ambedue annullarsi, e, per le (4) e (5) dovranno pure annullarsi ε e $\frac{\partial i''}{\partial z}$, quindi la condizione limite al punto C sarà

$$\frac{\partial i''}{\partial z} = 0 \qquad z = a + a' \tag{7}$$

a ed a', rappresentando rispettivamente le lunghezze OA, AC.

1) Per la dimostrazione delle formule (4) e (5). Veggasi Kirchhoff Gesamm. Abhand. pag. 181, oppure Drude, Physik des Aethers, pag. 373 e 376.

Dalle (7) e dalle (3) si avrà quindi:

$$(7') \qquad A''_r = - A'' e^{-2\alpha \frac{a + a'}{\lambda}} .$$

La presenza in A delle appendici, la cui lunghezza rappresentiamo con b, fornisce le seguenti quattro condizioni limiti

$$(8) \qquad i' = 0 \quad \text{per } z = a + b$$

$$(9) \qquad i = i' + i'' \quad \text{per } z = a$$

$$(10)\ (11) \qquad V = V' = V'' \quad \text{per } z = a.$$

La (8) esprime che al punto B la corrente si riflette totalmente, la (9) indica la nota relazione di Kirchhoff fra le intensità al punto di ramificazione e le (10) (11) indicano che al passaggio pel punto A i potenziali variano con continuità.

Dalla (8) colla (2) si ha:

$$(8') \qquad A'_r = A' e^{-2\alpha \frac{a + b}{\lambda}}$$

e dalla (9) con le (1) (2) (3) si ha:

$$(9') \qquad A_1 - A'_r - A''_r = e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}} (1 - A' - A'') .$$

Per applicare le (10) (11) convien passare dalle equazioni delle intensità a quelle dei potenziali.

Per la (4) all' eguaglianza dei potenziali $V = V_1$ deve corrispondere l' uguaglianza delle cariche $\varepsilon = \varepsilon_1$. Ora dalle formule (5) ed (1) si ha integrando:

$$\frac{\varepsilon}{c} = \frac{T}{\lambda} e^{\alpha\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right)} + A_1 \frac{T}{\lambda} e^{\alpha\left(\frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda}\right)} + \text{cost}$$

ed essendo $\lambda = c\,T$

$$\varepsilon = e^{\alpha \frac{t}{T}} \left(e^{-\alpha \frac{z}{\lambda}} + A_r e^{+\alpha \frac{z}{\lambda}} \right) + \text{cost}$$

similmente dalle formule (5) e (2) si avrà

$$\varepsilon' = e^{\alpha \frac{t}{T}} \left(A' e^{-\alpha \frac{z}{\lambda}} + A'_r e^{+\alpha \frac{z}{\lambda}} \right) + \text{cost}$$

e dovendo per $z = a$ esser $\varepsilon = \varepsilon'$ avremo :

$$(10') \qquad e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}} (1 - A') = A'_r - A_r \, .$$

Analogamente dalla (11) $V = V''$ si ottiene:

$$(11') \qquad e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}} (1 - A'') = A''_r - A_r \, .$$

Le sei equazioni (6') (7') (8') (9') (10') (11') contengono, oltre l' incognita fondamentale λ, le cinque incognite A_r, A'_r, A''_r, A', A''; elimineremo queste ultime per avere un' equazione colla sola incognita λ.

Sostituiamo i valori di A''_r e di A'_r dalle (7') (8') nelle tre ultime ed avremo per determinar A_r il determinante:

$$\begin{vmatrix} A_r - e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}}, & 1 - e^{-2\alpha \frac{b}{\lambda}}, & 1 + e^{-2\alpha \frac{a'}{\lambda}} \\ -A_r - e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}}, & 1 + e^{-2\alpha \frac{b}{\lambda}}, & 0 \\ -A_r - e^{-2\alpha \frac{a}{\lambda}}, & 0 \quad , & 1 - e^{-2\alpha \frac{a'}{\lambda}} \end{vmatrix} = 0$$

Sostituendo in questo ad α il suo valore $2\pi\sqrt{-1}$ ed applicando la relazione

$$\frac{1 + e^{x\sqrt{-1}}}{1 - e^{x\sqrt{-1}}} = \sqrt{-1} \operatorname{cotg} \frac{x}{2}$$

si ha

$$\begin{vmatrix} A_r - e^{-4\pi\frac{a}{\lambda}\sqrt{-1}} , & 1 , & -\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} \\ -A_r - e^{-4\pi\frac{a}{\lambda}\sqrt{-1}} , & -\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi b}{\gamma} , & 0 \\ -A_r - e^{-4\pi\frac{a}{\lambda}\sqrt{-1}} , & 0 , & 1 \end{vmatrix} = 0$$

da cui

$$A_1 = e^{-4\pi\frac{a}{\lambda}\sqrt{-1}} \frac{-\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi b}{\lambda} + \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} - 1}{-\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi b}{\lambda} - \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} + 1} .$$

Confrontando questo valore con quello della (6), nel quale sostituiremo pure ad α il suo valore, e sviluppando l' esponenziale si ha l' equazione:

$$\frac{1 + 8\sqrt{-1}\, C \frac{\pi}{\lambda} \lg \frac{d}{R}}{1 - 8\sqrt{-1}\, C \frac{\pi}{\lambda} \lg \frac{d}{R}} = \left(\cos \frac{4\pi a}{\lambda} - \sqrt{-1} \operatorname{sen} \frac{4\pi a}{\lambda} \right)$$

$$\frac{-\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi b}{\lambda} + \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} - 1}{-\sqrt{-1}\cot g \frac{2\pi b}{\lambda} - \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} + 1}$$

la quale non contiene che la sola incognita λ.

Sviluppando quest' ultima, ed uguagliando separatamente fra loro le quantità reali e le quantità imaginarie, si ha dalle prime l' equazione:

$$\left(1 + \cos \frac{4\pi a}{\lambda}\right) \left(1 - \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} + 8C \frac{\pi}{\lambda} \lg \frac{d}{R} \cot g \frac{2\pi b}{\lambda}\right)$$

$$+ \operatorname{sen} \frac{4\pi a}{\lambda} \left\{ \cot g \frac{2\pi b}{\lambda} + 8C \frac{\pi}{\lambda} \lg \frac{d}{R} \left(\cot g \frac{2\pi b}{\lambda} \cot g \frac{2\pi a'}{\lambda} - 1 \right) \right\} = 0$$

e dalle seconde l' equazione:

$$\left(\cos\frac{4\pi a}{\lambda}-1\right)\left(\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}+8C\frac{\pi}{\lambda}\lg\frac{d}{R}\left(\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}\operatorname{cotg}\frac{2\pi a'}{\lambda}-1\right)\right.$$

$$\left.+\operatorname{sen}\frac{4\pi a}{\lambda}\left(\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}\operatorname{cotg}\frac{2\pi a'}{\lambda}-8C\frac{\pi}{\lambda}\lg\frac{d}{R}\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}-1\right)\right)=0$$

l' una e l' altra delle quali danno per la relazione cercata la stessa equazione:

$$8\pi C\lg\frac{d}{R}=\lambda\frac{\operatorname{cotg}\frac{2\pi a}{\lambda}\operatorname{cotg}\frac{2\pi a'}{\lambda}\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}-\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}-\operatorname{cotg}\frac{2\pi a}{\lambda}}{\operatorname{cotg}\frac{2\pi b}{\lambda}\left(\operatorname{cotg}\frac{2\pi a}{\lambda}+\operatorname{cotg}\frac{2\pi a'}{\lambda}\right)-1}$$

A questa daremo per comodità di calcolo la forma definitiva:

$$8\pi C\lg\frac{d}{R}=\lambda\frac{\cot 2\pi\frac{a'}{\lambda}-\operatorname{tg}2\pi\frac{b}{\lambda}-\operatorname{tg}2\pi\frac{a}{\lambda}}{\left(\cot 2\pi\frac{a'}{\lambda}-\operatorname{tg}2\pi\frac{b}{\lambda}\right)\operatorname{tg}2\pi\frac{a}{\lambda}+1}. \tag{12}$$

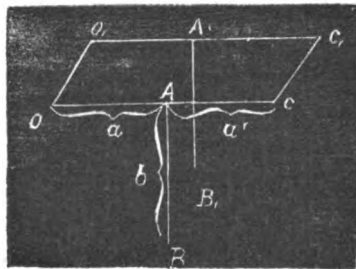
Se nell' apparato della fig. 1 supponiamo che le armature dei condensatori si avvicinino fino a toccarsi sarà $C=\infty$ e si avrà il caso della fig. 2 cioè di appendici applicate fra due ponti successivi.

Fig. 2.

Per tal caso la formula (12) dà la relazione:

$$\left(\cot 2\pi\frac{a'}{\lambda}-\operatorname{tg}2\pi\frac{b}{\lambda}\right)\operatorname{tg}2\pi\frac{a}{\lambda}+1=0$$

cioè

$$\cot 2\pi\frac{a}{\lambda}+\cot 2\pi\frac{a'}{\lambda}=\operatorname{tg}2\pi\frac{b}{\lambda} \tag{13}$$

Come verifica della formula (12) consideriamo il caso dell' apparato senza appendici cioè di $b = 0$; dalla (12) si ha:

$$8\pi\,C\lg\frac{d}{R} = \lambda\,\frac{1 - \operatorname{tg} 2\pi\frac{a}{\lambda}\operatorname{tg} 2\pi\frac{a'}{\lambda}}{\operatorname{tg} 2\pi\frac{a}{\lambda} + \operatorname{tg} 2\pi\frac{a'}{\lambda}} = \frac{\lambda}{\operatorname{tg} 2\pi\frac{a+a'}{\lambda}}$$

la quale formula, fatto $a + a' = z$, coincide con quella di Cohn ed Heerwagen sopra ricordata.

Se anche nella (13) si fa $b = 0$ si ottiene

$$\cot 2\pi\frac{a}{\lambda} + \cot 2\pi\frac{a'}{\lambda} = 0$$

ossia:

$$\operatorname{sen} 2\pi\frac{a+a'}{\lambda} = 0$$

e quindi:

$$a + a' = n\frac{\lambda}{2} \qquad n = 1, 2, 3, \ldots .$$

la quale esprime il noto fatto che, quando mancano le appendici la distanza fra i due ponti equivale ad un numero intero di mezze onde.

Come verifica esperimentale della formula (12) applichiamola al caso delle esperienze registrate nella tabella V, pag. 81 della mia Nota sopra citata (pag. 1. 1).

In quelle esperienze l' apparato senza appendici dava la semionda primaria $\lambda/2 = 898$ cm. col I° ponte fisso a 100 cm. di distanza dalle lamine secondarie, e si determinarono i valori che assumeva $\lambda/2$ quando si applicavano a determinate distanze dal ponte delle appendici di lunghezze 20, 40... 120 cm.

Nella seguente tabella I. ho riprodotto i valori sperimentali tolti dalla tabella suddetta e sotto a ciascuno di essi ho posto i valori di $\lambda/2$ dedotti nei vari casi dalla formula (12) risoluta graficamente rispetto a λ determinando l' intersezione della retta:

$$\frac{\lambda}{8\pi\,C\lg\frac{d}{R}} = y$$

colla curva

$$\frac{\left(\cot 2\pi \frac{a'}{\lambda} - \operatorname{tg} 2\pi \frac{b}{\lambda}\right) \operatorname{tg} \frac{2\pi a}{\lambda} + 1}{\cot 2\pi \frac{a'}{\lambda} - \operatorname{tg} 2\pi \frac{b}{\lambda} - \operatorname{tg} 2\pi \frac{a}{\lambda}} = y$$

tracciata per punti variando il valore di λ.

Nella tabella stessa sono registrati i valori delle costanti dell' apparato, occorrenti pel calcolo, di questi il valore di C fu dedotto col mezzo della formula di Cohn ed Heerwagen, dalla lunghezza d' onda fornita dell' apparato senza appendici.

TABELLA I.

Oscillazione primaria - Ponte fisso a 100 cm.

$\lambda/2$ (senza appendici) = 898 cm.

d=6 cm. R=0,0425 cm. $a+a'$=100 cm.

Distanza delle appendici dal nodo — a'		LUNGHEZZA DELLE APPENDICI					
		b=20	40	60	80	100	120 cm
		Valori di $\lambda/2$ in cm.					
100cm	esp.	913	931	946	957	967	975
	calc.	909	920	932	943	953	966
80	esp.	907	818	929	937	943	949
	calc.	905	912	920	927	935	943
60	esp.	901	909	918	926	931	934
	calc.	902	905	911	916	919	924
40	esp.	909	912	914	918	921	925
	calc.	900	902	904	906	907	910
20	esp.	904	907	909	913	916	918
	calc.	899	899	900	902	903	903

Da questa tabella vediamo che le variazioni di $\lambda/2$ ottenute esperimentalmente vanno d' accordo nel verso e nell' ordine di grandezza con quelle che si ottengono col calcolo; le prime sono invero un po' superiori alle seconde, ma ciò era ben da attendersi poichè è ben noto che nella riflessione di onde elettriche all' estremità di un filo, la capacità terminale di questo

produce lo stesso effetto di un allungamento del filo stesso: di più è da rammentare che per gli scopi pei quali io usai le appendici in quelle esperienze, esse erano costituite da fili ad uncinetto congiunti in catena, il cui effetto sarà maggiore di quello di un unico filo rettilineo di egual lunghezza della catena.

Si osserverà che nelle esperienze ora verificate le variazioni di $\lambda/2$ prodotte dalle appendici sono alquanto piccole rispetto al valore iniziale di $\lambda/2$. Alla detta verificazione, che ho voluto fare sopra esperienze fatte da lunga data, mi pare utile di aggiungerne una per un caso in cui sia maggiore il rapporto fra le variazioni di lunghezza d'onda prodotte dalle appendici e la lunghezza d'onda iniziale.

Invero nella tabella VI della citata Nota si ebbero variazioni di grande entità usando la vibrazione secondaria dell'apparato, ma siccome questa non soddisfa alla formula di Cohn ed Heerwagen così non può soddisfare neppure alla (12) ed è quindi inutile accingersi alla verificazione dei valori di detta tabella.

È da osservarsi però, che se mentre l'apparato dà la vibrazione secondaria si va man mano allontanando il ponte delle lamine secondarie, la lunghezza della semionda va successivamente crescendo e raggiunge per limite la distanza del ponte dalle lamine secondarie [1]), così che, quando questo limite è raggiunto, si ha un nodo che rimane fisso alle lamine secondarie, e l'apparato dà la stessa lunghezza d'onda come nel caso della figura 2. cioè come se le lamine secondarie fossero congiunte metallicamente da un ponte.

Nel caso del mio apparecchio ciò incominciava a verificarsi quando il I° ponte era a distanza di 200 cm. dalle lamine secondarie, giacchè in tal caso la semionda secondaria era appunto di 200 cm.

Feci quindi delle nuove esperienze, mantenendo fisso il 1° ponte a 200 cm. dalle lamine secondarie e misurando col mezzo dello spostamento di un secondo ponte la lunghezza d'onda che l'apparato emetteva quando si applicavano delle appendici di varie lunghezze a differenti distanze dal 1° ponte.

1) Si può dimostrare che l'onda che si ha in questo caso limite equivale al 1° armonico che si deduce dalla formula di Cohn ed Heerwagen.

Nella tabella II. sono registrati i valori di $\lambda/2$ così trovati applicando appendici di lunghezza variabile da 20 a 100 cm. al punto di mezzo fra il I° ponte e le lamine secondarie (ventre della vibrazione elettrica) e nella tabella III. quelli trovati spostando delle appendici di lunghezza costante (60 cm.) dal detto punto fino al nodo.

TABELLA II.

Appendici in posizione fissa
$a = a' = 100$

Lunghezza delle appendici b	$\lambda/2$	
	esper.	calcol.
0	200	200
20	217	220
40	239	242
60	264	268
80	293	297
100	325	329

TABELLA III.

Appendici di lunghezza costante $b=60$ cm.
$a + a' = 200$

Distanza delle appendici dal nodo a'	$\lambda/2$	
	esper.	calcol.
100	264	268
80	262	264
60	250	253
40	233	234
20	208	211
0	200	200

Nelle tabelle stesse sono contrapposti ai valori esperimentali di $\lambda/2$ quelli dedotti dalla formula (13) risoluta graficamente rispetto a λ, e dal confronto fra i valori esperimentali cogli osservati si deduçe che anche nel caso di considerevoli variazioni di λ le formule trovate interpretano bene l' effetto prodotto dalle appendici applicate sia riguardo alla loro lunghezza che riguardo alla loro posizione rispetto al ponte. Tale effetto è massimo al ventre di vibrazione nullo ai nodi.

SULLE VIBRAZIONI COESISTENTI NELL'APPARATO BLONDLOT.

Nota di D. MAZZOTTO.

Le ricerche da me pubblicate sulle onde elettriche furono eseguite esclusivamente coll' apparato di Lecher. Durante la loro esecuzione ricorsi però più volte anche alle onde prodotte dall' apparato Blondlot [1]), per veder se con queste potea vincere qualcuna delle difficoltà che mi si presentavano coll' apparato di Lecher. Nelle mie Note non parlai di questa circostanza perchè, nelle condizioni in cui io operavo, non trovai mai vantaggio in tale sostituzione, anzi l' apparato Blondlot si mostrava talvolta più capriccioso di quello di Lecher, poichè in alcuni casi la intensità delle onde cambiava rapidamente colla posizione del 1° ponte, fino ad esser assolutamente impercettibile per posizioni di esso poco distanti da quelle che davano una vibrazione di ordinaria intensità.

Non pertanto questi tentativi mi costrinsero a studiare l' apparato Blondlot da me usato, nello stesso modo con cui avea già studiato quello di Lecher, per poter conoscere quali ondulazioni potea ottenere da esso ed in quali condizioni mi dovea porre per ottenerle.

In queste esperienze riconobbi, analogamente a quanto avea constatato coll' apparato di Lecher [2]), che anche l' apparato Blondlot dava per ogni data posizione del 1° ponte due vibrazioni di lunghezza d' onda ben differenti, e non in rapporto semplice fra loro, corrispondenti a quelle che chiamai *primaria* (la più lunga) e *secondaria* dell' apparato di Lecher; anzi coll' apparato Blondlot, potei scorgere, sempre conservando fisso il 1° ponte anche una terza ondulazione, *terziaria*, di lunghezza d' onda ancor minore ed in un caso anche (Vedi tavola, Serie II) una quarta, *quaternaria*, ancor più

1) R. Blondlot. Comptes Rendns, vol. 114, pag. 283, 1892
2) D. Mazzotto. Atti Acc. Torino, vol 28°, pag. 417, 1893.

breve, le quali non mi erano state date dall' apparato di Lecher.

Due recenti Note, in cui il Prof. P. Drude [1]) mostra di interessarsi delle possibili vibrazioni coesistenti nei vibratori di Hertz ed analoghi, mi richiamarono alla memoria le dette mie ricerche coll' apparato Blondlot e mi persuasero dell' opportunità di pubblicare qualche particolare sulle medesime.

Rammenterò in proposito che il Drude [2]) dichiara di aver riconosciuto che l' apparato di Blondlot da lui usato dava risonanza oltrechè per la vibrazione fondamentale corrispodente ad una data posizione del 1° ponte anche per altre vibrazioni di intensità molto minore, le cui lunghezze d' onda stavano con quella della prima nei rapporti $^1|_2$; $^1|_3$ ecc. Le vibrazioni coesistenti da me osservate erano ben lungi dal presentare detti rapporti che le assimilerebbe agli armonici acustici, di più le loro intensità non erano fra loro tanto differenti quanto quelle osservate dal Drude, quindi, se si ammette trattarsi dello stesso fenomeno, convien dire, e le mie esperienze appoggerebbero, come vedremo, questo modo di vedere, che diminuendo le dimensioni dell' apparato di Blondlot, le vibrazioni concomitanti, le quali secondo le mie osservazioni non sono per nulla fra loro armoniche, tendono a divenir tali quando l' apparato raggiunge le piccole proporzioni di quello usato dal Drude.

L' apparato da me usato avea le seguenti dimensioni:

Diametro del cerchio secondario 36 cm.; questo cerchio presentava un' interruzione di 6 cm. dagli estremi della quale partivano i fili secondari paralleli (diametro 0,085 cm.) distanti 6 cm. l' uno dall' altro;

Diametro del cerchio primario 35 cm.; questo cerchio presentava due interruzioni diametralmente opposte di 6 cm. ciascuna; dall' una, partivano delle appendici di filo di 10 cm. di lunghezza, alle quali erano applicate le palline (diam. 2 cm.) per la scintilla; dall' altra due appendici, di 18 cm., che andavano al centro di un condensatore.

1) P. Drude. Archives de Genève, Periodo 4°, t. 3°, Maggio 1897 e Wied. Annalen, vol. 61°, pag. 631, Giugno 1897.

2) P. Drude. Wied. Ann., v. 55°, pag. 636, 1895.

I condensatori da me usati furono due: l' uno *(condensatore grande)* era costituito da due lamine circolari parallele, del diametro di 20 cm., grossezza 0,155 cm. e distanza 1,15 cm.; l' altro *(condensatore piccolo)*, da due lamine di 8 cm. di diametro, di 0,180 cm. di spessore e distanti pure 1,15 cm.

Feci anche delle osservazioni con un *apparato piccolo* in cui tanto il cerchio primario come il secondario e le relative appendici erano ridotti a metà di quanto erano nell' apparato sopra descritto che dirò *apparato grande.*

Il primario ed il secondario dei due apparati erano costituiti da filo di rame del diametro, 0,25 cm. rinchiuso entro tubo di caucciù.

Eseguii le esperienze seguendo il solito mio metodo delle linee nodali già usato coll' apparato di Lecher [1]); con questo metodo seguendo le variazioni successive che subisce la lunghezza d' onda collo spostamento del 1° ponte, si viene a passare con continuità dalle lunghezze d' onda appartenenti alla vibrazione primaria a quella della secondaria ecc. o viceversa, e così esso conduce con sicurezza alla ricognizione di tutti i sistemi d' onda concomitanti. Queste lunghezze d'onda si deducevano come il solito dalla distanza a cui si dovea porre un 2° ponte dal 1° per aver risonanza, ed applicando alla distanza stessa la correzione dovuta alla presenza dei ponti e dell' esploratore. Dalle linee nodali costruite anche per l' apparato Blondlot dedussi i valori registrati nella seguente tabella i quali danno le varie lunghezze della semionda primaria, secondaria ecc. che dà l' apparato per determinate posizioni del 1° ponte.

Coi valori di detta tabella ho costruito le curve della tavola II, nelle quali le ascisse rappresentano le distanze del ponte dallo zero della scala (a queste si deve aggiungere 4 cm. per avere le distanze dall' interruzione del cerchio secondario) e le ordinate rappresentano le corrispondenti lunghezze della semionda.

1) D. Mazzotto. N. Cimento, vol. 36°, pag. 189, 1894.

Posizione del primo ponte	Apparato grande			Appar. piccolo	Vibrazione
	senza condensatore	con condensatore		con condensatore grande	
		piccolo	grande		
	Valori della semionda				
cm.	cm.	cm.	cm.	cm.	
0	200	295	556	406	*Primaria*
24	—	—	—	426	
50	220	320	584	432	
100	245	334	598	442	
150	268	342	604	?	
200	292	358	610	?	
250	328	370	?		
0	?	106	112	68	*Secondaria*
25	107	117	130	80	
40	—	?	140	95	
50	117	130	?	?	
100	142	160	?	?	
150	171	—	?	171	
160	—	—	224	—	
200	200	236	258	222	
250	—	—	—	276	
300	—	300	345	320	
400	—	—	436	—	
500	—	—	520	—	
0	60	74	?	49	*Terziaria*
25	60	76	77	50	
50	60	81	86	53	
75	—	92	—	67	
100	—	99	106	70	
125	—	—	116	—	
0	—	46	—	—	*Quaternaria.*
25	—	46	—	—	
50	—	46	—	—	

Osservando i diagrammi delle serie I, II, III ottenuti dalle esperienze coll' apparato grande, rispettivamente: senza condensatore, col condensatore piccolo e col condensatore grande, si vede, che, come fa prevedere la formula di Thomson,

all' aumentare della capacità del condensatore aumenta notevolmente la lunghezza d' onda della vibrazione primaria ma che la vibrazione secondaria varia invece poco con detta capacità. Di più osserverò che le lunghezze dell' onda primaria che si hanno nelle quattro serie col 1° ponte a zero, equivalgono, con buona approssimazione, a quelle del rispettivo circuito primario calcolate col mezzo della formula di Thomson, dalle dimensioni sopra indicate del circuito stesso.

Confrontando poi i diagrammi della serie III e IV ottenuti mantenendo costante il condensatore (grande) ma variando le dimensioni, cioè l' autoinduzione dell' apparato, si osserva come al diminuire di questa diminuiscano tanto la lunghezza d'onda primaria come la secondaria; il qual risultato confrontato col precedente indica che quest' ultima dipende più dall' autoinduzione che dalla capacità.

Finalmente se confrontiamo i rapporti fra le lunghezze d' onda primaria, secondaria e terziaria che si hanno nelle singole serie dei diagrammi per eguali posizioni del 1° ponte, vediamo che coll' aumentare della capacità dell' eccitatore, le dette vibrazioni si allontanano sempre più dall' esser fra loro armoniche nel senso acustico.

Alcune porzioni dei diagrammi, alle quali corrispondono nella tabella numerica i segni (?), sono punteggiati; questi si riferiscono a quelle posizioni del ponte per le quali, come sopra si è detto, non si avea risonanza fra il 1° ed il 2° ponte. La mancanza di tali vibrazioni io credo si debba attribuire ad interferenze nel circuito secondario fra due successive onde in esso destate dal primario, le quali interferenze sarebbero analoghe a quelle che l' apparato stesso presenta in altre circostanze [1]).

Conchiuderemo, almeno per apparati di dimensioni analoghe a quelli da me studiati, che:

1.° L' apparato Blondlot emette, per ogni singola posizione del 1° ponte, più vibrazioni contemporanee, da me chiamate, in ordine di lunghezza d' onda decrescente: primaria, secondaria, terziaria ecc. Queste, in generale, sono ben lungi

1) Vedi Blondlot et Dufour. Comptes Rendus, Vol. 114, pag. 347, 1892.

dal presentare fra i loro periodi i rapporti semplici degli armonici acustici.

2.° Le lunghezze d'onda di queste vibrazioni, aumentano con continuità, ma con leggi diverse, di mano in mano che il 1° ponte si allontana lungo i fili secondari. Però vi sono posizioni del ponte per le quali pare vi sia incompatibilità fra la vibrazione propria del circuito primario (od eccitatore) e quella del secondario, così che l'onda corrispondente o non si produce o si produce assai debolmente.

3.° Il periodo della vibrazione primaria, quando il 1° ponte è a piccola distanza dall'eccitatore, coincide sensibilmente col periodo di vibrazione di questo calcolato colla formula del Thomson, e quindi aumenta in egual misura coll'aumento della capacità o dell'autoinduzione del circuito eccitatore.

4.° Il periodo della vibrazione secondaria dipende assai meno del precedente dalla capacità del circuito eccitatore, ma aumenta rapidamente coll'autoinduzione dell'eccitatore e del circuito secondario.

Sassari. Istituto Fisico della R. Università,
Agosto 1897.

INFLUENZA DEL MAGNETISMO SULLA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA DELLE SOLUZIONI DI CLORURO DI FERRO.

Nota del Dott. GIULIO MILANI [1]).

1. Secondo alcune esperienze pubblicate dal Neesen [2]) nel 1884, risulterebbe che il magnetismo esercita una leggera influenza sulla conducibilità elettrica di una soluzione di cloruro di ferro, quando il tubo, che lo contiene, è parallelo alle linee di forza del campo magnetico. Un tal fatto avrebbe una notevole importanza nella teoria della conducibilità elettrolitica;

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Wied. Ann., v. 23, p. 482, 1884.

ma la poca esattezza del metodo e la minor sensibilità degli apparecchi non potevano, mi sembra, dare un resultato sicuro in una ricerca di tanta precisione.

Non avendo trovato altri lavori su tale argomento, mi sono proposto di ripetere queste ricerche, usando un metodo di gran lunga più preciso, perchè fondato sull'impiego combinato dell'elettrometro capillare e degli elettrodi impolarizzabili.

2. Il liquido da cimentare lo introducevo in recipienti (ne furono usati di varie grandezze) la cui forma è rappresentata dalla fig. 1. Un tubo A B C D è piegato ad U; nei punti C D sono

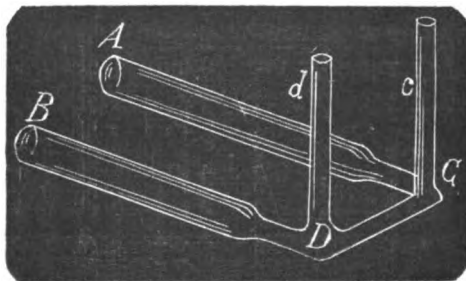



Fig. 1.

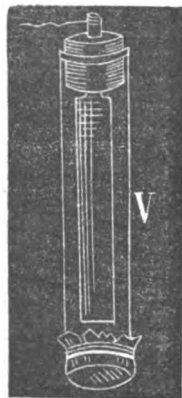
saldati verticalmente due tubi *c d*. In A B vengono introdotti e tenuti a posto con tappi forati due elettrodi di Paalzow [1]) così costruiti: un tubo di vetro V chiuso ad un capo da una membrana di cartapecora contiene una soluzione satura di solfato di zinco; in essa è immersa una lastra di zinco puro ben amalgamata sostenuta da un tappo di gomma, che chiude l'altra estremità (fig. 2). Questi elettrodi servivano a portare al tubo la corrente elettrica, la quale era data da una pila campione Daniell costruita secondo il sistema Raoult; e nel circuito era inserita una cassetta di resistenza, un galvanometro di D'Arsonval e un commutatore.

Nei tubi *c d* poi sono introdotte, e tenute a posto con piccoli tappi di gomma, le punte capillari di due elettrodi impolarizzabili così fatti: una bottiglia di vetro a due colli

1) Wied. Ann., v. 136, p. 489, 1869.

ripiena di soluzione satura di solfato di zinco porta in uno dei colli, adattato con un tappo paraffinato e ripieno completamente della medesima soluzione, un tubo di vetro formato a sifone, di cui il ramo esterno alla bottiglia va a terminare in punta capillare. Nell' altro collo passa una lastra di zinco puro ben amalgamata. Le bottiglie sono perfettamente isolate.

Fig. 2.

Questi elettrodi servivano per eseguire tra i due punti del liquido, in cui venivano applicate le due punte capillari, la misura della resistenza. A tal uopo i due elettrodi stessi erano posti in comunicazione con un elettrometro capillare sensibilissimo, del quale avevo costruito io stesso la punta. Con tale strumento potevo misurare le differenze di potenziale inferiori a $^1/_{12000}$ di Volta.

Per ridurre a 0 l' elettrometro compensavo le differenze di potenziale tra i punti C e D mediante una pila costituita da un elemento campione Daniell, in tutto simile a quella, che ho ricordata sopra. Nel circuito di essa erano inserite due cassette di resistenza eguali e molto precise. Infine diversi commutatori ed interruttori mi permettevano, i primi di cambiare direzione sia alla corrente delle pile, sia a quella degli accumulatori; i secondi d' interrompere ciascun circuito.

Il campo magnetico in cui veniva collocato il tubo A C D B era prodotto da un' enorme elettrocalamita a ferro di cavallo eccitata da una batteria di accumulatori. Il nucleo misurava 1^m20 di lunghezza, e 13 cm. di diametro; i rocchetti erano alti 45 cm. e del diametro di 25 cm.

Alle estremità del nucleo, in apposite scanalature, si potevano far scorrere grandi masse di ferro in modo da avvicinare ed allontanare i poli. Queste masse sostenevano due dischi di ferro, affacciati fra loro, del diametro di 14 cm. e dello spessore di 4 cm. Tra di essi si poteva portare l' apparecchio sopra descritto, facendolo scorrere su di un regolo a sfregamento dolce, in modo da non dargli nessuna scossa. Il tubo

si trovava così in tale posizione, che il solo tratto C D (fig. 3) era quello su cui si esercitava l' azione del campo.

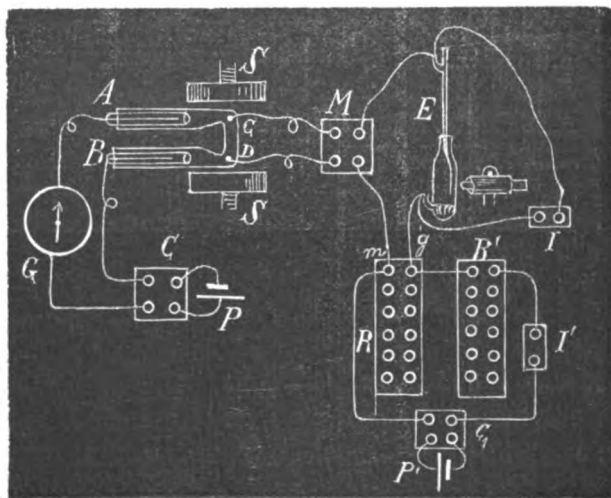



Fig. 3.

La disposizione complessiva, simile a quella usata dal Dottor Bosi [1]) in un suo lavoro eseguito in questo Istituto sopra « La resistenza elettrica delle soluzioni saline in movimento » viene indicata dalla fig. 3.

A B C D è l' apparecchio, nel quale i punti C D rappresentano le estremità capillari degli elettrodi a sifone, che per semplicità sono omessi; S, S' le espansioni polari; G il galvanometro; C' il commutatore per la pila P; M il commutatore, che serve per l' elettrometro E; I l' interruttore per aprire e chiudere il corto circuito dell' elettrometro; I' quello per interrompere la corrente della pila campione P', provvista anch' essa di un commutatore C'; RR' le due cassette di resistenza eguali.

3. Ecco come si eseguisce la misura: — chiudendo col commutatore C il circuito della pila P, si stabilisce tra i punti C e D una differenza di potenziale, che nell' elettrometro ci viene segnata da uno spostamento del menisco. Chiudendo poi il cir-

1) Nuovo Cimento, Serie 4, tomo 5°, p. 249, 1897.

cuito della pila P coll' interruttore I', avendo cura di tener infisse tutte le chiavi della cassetta R e sollevate quelle della cassetta R', la resistenza tra i punti *g m* della cassetta R è nulla, quindi è pure nulla la differenza di potenziale tra essi punti. Ma se trasportiamo una chiave di R al corrispondente numero di R', rimane la stessa l' intensità della corrente, poichè la resistenza totale non cambia; però tra i punti *g* ed *m* si ottiene una differenza di potenziale proporzionale alla resistenza introdotta in R. Disponendo in modo che tale differenza di potenziale agisca nell' elettrometro in senso inverso a quella, che è tra i punti C D, si trasportano tante chiavi da R ad R' sinchè il menisco elettrometrico sia ritornato allo 0. Il numero letto sulla cassetta R sarà proporzionale alla resistenza del liquido. Infatti quando l'elettrometro sta fermo sullo 0 significa che la differenza di potenziale tra C e D è eguale a quella tra *g* ed *m*.

4. Nell' esperienze ho cercato di eliminare tutte le possibili cause d' errore.

Polarizzazione degli elettrodi. — Fu eliminata completamente, costruendo elettrodi colla massima cura ed usando soluzioni purissime.

Temperatura. — Essendo l' esperienze di breve durata, la temperatura non variava sensibilmente, quindi non ne tenni conto.

Pile. — Le pile furono costruite con grande cura e con liquidi puri, che venivano spesso cambiati. L' intensità misurata col galvanometro non variava sensibilmente.

Isolamenti. — Tutti gli apparecchi adoperati furono isolati con lastre di vetro paraffinate. I fili erano sostenuti da pezzetti di ebanite.

5. Ho fatto moltissime esperienze, variando nei tubi, sia le dimensioni, sia la forma, sia l' orientazione (ne usai di quelli in cui la lunghezza di C D era di 3 cm., altri di 4, 6, 10 cm.), variando l' intensità del campo magnetico e la concentrazione nel liquido. Usai soluzioni al 5 %, al 10 %, al 15 %, al 20 % e feci anche per prova alcune esperienze con soluzioni al 40 % e 50 %. Però in quei casi la resistenza era troppo piccola.

Descriverò, come esempio, una di dette esperienze. Il tubo usato misurava 5 cm. nel tratto C D. Lo riempii di cloruro di ferro in soluzione al 10 % quindi vi adattai gli elettrodi: cioè, quelli che portavano la corrente, nei tubi A B, quelli capillari in *c*, *d*, avendo cura che le punte capillari toccassero il liquido; quindi spinsi tutto l'apparecchio tra le due espansioni polari.

1.° Chiuso il circuito della pila P la corrente passava nel tubo: aprendo il corto circuito dell'elettrometro lessi lo spostamento dovuto alla differenza di potenziale tra C e D. Il menisco spariva completamente.

2.° Chiuso il circuito della pila P' e trasportando le chiavi da R in R', ridussi a 0 la colonna dell'elettrometro. Occorse il trasporto di 390,50 Ohm.

3.° Feci passare la corrente degli accumulatori nell'elettromagnete e quindi, aprendo il corto circuito dell'elettrometro notai uno spostamento di 3 divisioni della colonna. Tale spostamento veniva compensato col trasportare dalla cassetta R alla R 2 Ohm.

4.° Aperto il circuito degli accumulatori, allontanato il tubo dal campo magnetico alla distanza di circa 40 cm., rifacendo la misura 2ª, trovai 390 Ohm.

5.° Richiuso il circuito degli accumulatori — essendo sempre il tubo discosto dall'elettrocalamita, — e tolto il corto circuito dell'elettrometro, lessi lo stesso piccolo spostamento del menisco, compensabile con 2,2 Ohm.

Ripetendo più volte le stesse misure trovai sempre resultati concordanti fra loro. Tal fatto mi convinceva che il piccolo spostamento non dipendeva dall'azione del magnetismo sulla conducibilità del cloruro di ferro; ma bensì da un'influenza sui fili, che dagli elettrodi a sifone portavano la corrente all'elettrometro. Infatti isolando perfettamente i fili stessi, e, ponendoli più che fu possibile lontani, arrivai a ridurre piccolissimo quello spostamento, senza poterlo tuttavia togliere del tutto.

6. Ripetei le esperienze moltissime volte, mettendomi nelle condizioni che credetti più favorevoli per la produzione del fenomeno; usai pure un tubo del diametro interno di 1 mm., e assai corto in modo che la distanza fra C e D fosse di 3 o 4

cm., ottenendo così un campo magnetico molto intenso ed uniforme, ed una resistenza assai grande in un piccolo tratto. Feci anche esperienze disponendo la direzione della corrente elettrica in senso perpendicolare alle linee di forza del campo magnetico. A tal uopo il tubo A B C D non era piegato ad U, e veniva collocato nel campo come indica la fig. 4 b. Il tratto C D aveva la lunghezza di 4 cm. e il diametro di mm. 1,2.

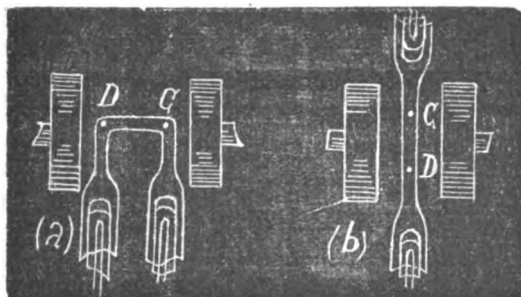



Fig. 4

Usai pure due soluzioni diverse: una di solfato di ferro al 10 % una di solfato di rame al 12 %, e pure ebbi gli stessi resultati. In tutte le esperienze mantenni costante l' intensità della corrente della pila P.

Da tutte queste esperienze è forza concludere che il fenomeno indicato dal Neesen non esíste, o almeno, è talmente piccolo che i mezzi, sebbene sensibilissimi, di osservazione, di cui mi sono servito, sono insufficienti a dimostrarlo.

Pisa. Istituto Fisico dell' Università, Luglio 1897.

SULLA TEMPERATURA DEL MASSIMO DI DENSITÀ DI ALCUNE SOLUZIONI ACQUOSE DI ALCOOL METILICO.

Nota del Dott. PIETRO MORETTO [1]).

Un metodo che, per la sua speditezza, sarebbe molto comodo per la determinazione della temperatura del massimo di densità, è quello che si basa sulla osservazione dell'andamento della temperatura di una massa d'acqua che venga riscaldata o raffreddata in modo da passare per la temperatura del massimo.

Fra i diversi fisici che impiegarono questo metodo il primo a servirsene con giusto criterio fu il Despretz; il De Coppet [2]) più recentemente studiando e modificando il modo di procedere di Despretz lo applicò a ricerche fatte sull'acqua e su alcune soluzioni e giunse a dei risultati che mostrano che quando è usato con molta cura può servire veramente ad una misura esatta della temperatura del massimo di densità. Da noi il Lussana ed il Cinelli [3]) hanno impiegato lo stesso metodo e con buon esito in esperienze descritte in questo giornale.

Per vedere fino a qual punto il metodo summenzionato corrisponda e quale approssimazione permetta di raggiungere, facendo un numero relativamente piccolo di determinazioni, mi sono proposto di studiare la temperatura del massimo di densità delle soluzioni diluite di alcool metilico, per le quali le misure del Cinelli, in numero limitato, lasciano dubbio sulla esistenza dell'innalzamento di tale temperatura rispetto a quella dell'acqua pura.

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di fisica della R. Università di Padova.

2) Vedasi specialmente L. C. De Coppet. Recherches sur la température du maximum de densitè de l'eau. Annales de Chim. e Phys., ser. 7, vol. 3°, 1894.

3) S. Lussana. Influenza della pressione nella temperatura del massimo di densità dell'acqua e delle soluzioni acquose. Nuovo Cimento, ser. 4, vol. 2°, 1895. — M. Cinelli. Sul massimo di densità di alcune soluzioni acquose ecc., Nuovo Cimento, s. 4, v. 3°, 1896.

Siccome nelle mie ricerche mi attenni in tutto al metodo seguìto dal Cinelli tanto nello sperimentare quanto nel calcolo dei risultati, così trovo superfluo di dare quì una descrizione dettagliata della disposizione sperimentale, che è quella che si trova a pag. 143 del volume richiamato in nota.

Dirò solo che nelle misure ho fatto uso di un buon termometro a decimi che ho studiato con un campione Baudin e del quale ho verificato lo zero a più riprese. La boccia entro la quale ponevo le soluzioni era della capacità di circa un litro; i bagni erano costituiti da due eguali recipienti cilindrici di latta, della capacità di oltre 16 litri, sepolti in segature di legno pigiate entro due grandi casse. Appositi agitatori mantenevano in continuo movimento l'acqua dei due bagni la temperatura dei quali veniva conservata costante per mezzo di opportune e continue aggiunte di pezzi di ghiaccio. Durante le misure la temperatura del termometro che era immerso nella soluzione sottoposta ad esame veniva letta ogni 30 secondi; i risultati furono poi sempre corretti per la colonna sporgente [1]).

Per mostrare l'andamento delle mie esperienze, riporto quì i dati relativi ad una coppia di esse (una per raffreddamento ed una per riscaldamento) fatte per la soluzione all'1,3 per cento.

1) È per questo che nel calcolo delle temperature è tenuto conto dapprincipio, come si vede nella tavola dei risultati generali, anche dei millesimi di grado.

Esperienza per raffreddamento.

Ora	Temperatura Bagno	Temperatura Soluzione	Differenze
14h 21m	0°,15	7°,38	0°,08
30s		7,30	0,15
22		7,15	0,17
30		6,98	0,28
23		6,70	0,25
30		6,45	0,25
24		6,20	0,20
30		6,00	0,20
25	0°,10	5,80	0,17
30		5,63	0,15
26		5,48	0,12
30		5,36	0,10
27		5,26	0,08
30		5,18	0,07
28		5,11	0,05
30	0°,10	5,06	0,05
29		5,01	0,05
30		4,96	0,04
30		4,92	0,04
30		4,88	0,01
31		4,87	0,02
30		4,85	0,02
32		4,83	0,01
30	0°,10	4,82	0,01
33		4,81	0,01
30		4,80	0,00
34		4,80	0,03
30		4,77	0,10
35	0°,10	4,67	0,14
30		4,53	0,23
36		4,30	0,22
30		4,08	0,20
37		3,88	0,20
30		3,68	0,17
38		3,51	0,20
30		3,31	0,20
39	0°,10	3,11	0,18
30		2,93	0,19
40		2,74	0,15
30		2,59	0,11
41		2,48	0,10
30		2,38	0,10
42		2,28	0,10
30	0°,10	2,18	0,10
43		2,08	

Esperienza per riscaldamento.

Ora	Temperatura Bagno	Temperatura Soluzione	Differenze
15h 26m	7°,74	0°,38	0°,12
30s		0,50	0,18
27		0,68	0,23
30		0,91	0,27
28		1,18	0,27
30		1,45	0,24
29		1,69	0,24
30	7°,64	1,93	0,25
30		2,18	0,20
30		2,38	0,17
31		2,55	0,13
30		2,68	0,10
32		2,78	0,10
30		2,88	0,08
33	7°,64	2,96	0,07
30		3,03	0,06
34		3,09	0,05
30		3,14	0,04
35		3,18	0,04
30		3,22	0,04
36		3,26	0,03
30		3,29	0,03
37		3,32	0,02
30	7°,64	3,34	0,02
38		3,36	0,01
30		3,37	0,01
39		3,38	0,00
30		3,38	0,00
40		3,38	0,00
30		3,38	0,00
41	7°,64	3,38	0,09
30		3,47	0,12
42		3,59	0,19
30		3,78	0,17
43		3,95	0,15
30		4,10	0,18
44		4,28	0,17
30		4,45	0,18
45	7°,64	4,63	0,15
30		4,78	0,18
46		4,96	0,14
30		5,10	0,14
47		5,24	0,14
30		5,38	0,10
48		5,48	

Esaminando l' andamento della temperatura della soluzione in questa coppia di esperienze si vede come per ciascuna fra due periodi di rapide variazioni ne esista uno di piccole o anche di costanza, e che specialmente dopo quest' ultimo si manifesta un brusco cambiamento nella velocità di riscaldamento o di raffreddamento; ora prendendo per ogni esperienza la media delle tre o quattro ultime temperature che precedono il rapido cambiamento (nel nostro caso rispettivamente 4°,805 e 3°,382) e facendo la media dei due valori così ottenuti (quì risulta 4°,09) da ogni coppia di esperienze si ricava un valore ben determinato per la temperatura del massimo di densità. Operando in questo modo ho ottenuto i seguenti risultati:

RISULTATI GENERALI.

Gram. di alcool metilico su 100 gram. di soluzione	Temperat. del bagno esterno	t_r Temperatura per le prove di raffreddam.°	Temper. del bagno esterno	t_c Temperatura per le prove di riscaldam.°	t_m Temperatura del massimo di densità	Medie
gr. 0,3	—	—	6°,84	3°,487	4°,095	
»	1°,10	4,°702	—	—		
»	—	—	6,84	3,487	4,087	4°,089
»	1,30	4,687	—	—		
»	—	—	6,84	3,485	4,085	
»	1,25	4,685	—	—		
gr. 0,6	—	—	8,04	3,297	4,122	
»	0,05	4,947	—	—		
»	—	—	8,12	3,297	4,112	4,122
»	0,05	4,927	—	—		
»	—	—	6,84	3,477	4,132	
»	1,25	4,787	—	—		
gr. 0,8	1,15	4,757	—	—	4,122	
»	—	—	6,64	3,487		4,130
»	0,95	4,787	—	—	4,137	
»	—	—	6,54	3,487		
gr. 0,9	0,15	4,872	—	—	4,132	
»	—	—	7,84	3,392		
»	0,05	4,872	—	—	4,127	4,132
»	—	—	7,84	3,382		
»	0,05	4,882	—	—	4,137	
»	—	—	7,84	3,392		

RISULTATI GENERALI.

Gram. di alcool metilico su 100 gram. di soluzione	Temperat. del bagno esterno	t_r Temperatura per le prove di raffreddam.°	Temper. del bagno esterno	t_c Temperatura per le prove di riscaldam.°	t_m Temperatura del massimo di densità	Medie
gr. 1,00	1,15	4,762	—	—	4,128	
»	—	—	6,64	3,493		
»	0,90	4,797	—	—	4,141	
»	—	—	6,50	3,484		
»	1,05	4,784	—	—	4,138	
»	—	—	6,54	3,491		4,136
»	0,05	4,793	—	—	4,133	
»	—	—	7,84	3,473		
»	0,05	4,782	—	—	4,137	
»	—	—	7,84	3,492		
»	0,10	4,791	—	—	4,136	
»	—	—	7,84	3,485		
gr. 1,10	0,05	4,784	—	—	4,104	
»	—	—	7,74	3,424		
»	0,05	4,773	—	—	4,113	4,111
»	—	—	7,84	3,453		
»	0,05	4,782	—	—	4,117	
»	—	—	7,84	3,452		
gr. 1,30	0,05	4,782	—		4,082	
»	—	—	7,74	3,382		
»	0,10	4,804	—	—	4,093	4,086
»	—	—	7,64	3,382		
»	1,15	4,692	—	—	4,082	
»	—	—	6,94	3,472		
gr. 1,50	0,05	4,781	—	—	4,026	
»	—	—	7,84	3,272		
»	0,15	4,770	—	—	4,045	4,034
»	—	—	7,84	3,321		
»	0,15	4,770	—	—	4,031	
»	—	—	7,76	3,291		

L' esame di questa tabella mostra in modo convincente che il metodo seguito nelle misure, quando si usino tutte le cure necessarie, dà dei risultati molto concordanti. In generale da ogni misura (coppia di esperienze) fatta sopra una soluzione, si ricava un valore di t_m che differisce dal medio tutto al più (e ciò in rari casi) di 0°,01. (Si esaminino infatti i risultati

della soluzione all' 1,00 per cento, per la quale in tempi molto differenti fra loro ho eseguito sei misure).

In quanto alla esattezza dei valori da me ottenuti dirò che 6 misure fatte per l' acqua mi hanno dato il valore medio di 4°,07 che combina abbastanza bene col risultato ottenuto col metodo dilatometrico da alcuni dei fisici più distinti che si sono occupati della determinazione della temperatura del massimo di densità. Anche che tale valore sia alquanto più elevato di quello che si deve accettare in base alle più recenti misure, pure non vi si scosta tanto, da dover trascurare il vantaggio offerto dal metodo da me seguìto, che in tempo relativamente breve mi ha permesso di fare un numero di determinazioni che coll' altro metodo avrebbe richiesto tempo incomparabilmente maggiore, e lavoro assai più faticoso e difficile.

Nella tavola seguente riporto i risultati finali da me ottenuti, aggiungendo pure quelli del Cinelli.

p °/₀ Grammi di alcool su 100 grammi di soluzione	t'_m Temperatura del mass. di densità osservata da me	t'_m Temperatura del mass. di densità osservata dal Cinelli	$t_m - t'_m$
0,00	$t_m = 4°,07$	$t_m = 4°,12$	
0,30	4,09	—	—0°,02
0,60	4,12	—	— 0,05
0,62	—	4,14	— 0,07
0,80	4,13	—	— 0,06
0,90	4,13	—	— 0,06
1,00	4,14	—	— 0,07
1,10	4,11	—	— 0,04
1,25	—	4,10	— 0,03
1,30	4,09	—	— 0,02
1,50	4,03	—	+ 0,04
2,50	—	3,78	+ 0,29
5,00	—	2,56	+ 1,51

Confrontando i miei risultati con quelli del Cinelli si nota che per l' acqua ho ottenuto un valore più basso del suo di 0,05 di grado; per le soluzioni invece i nostri risultati concordano assai bene. Se si traccia una curva delle temperature del massimo in funzione della concentrazione, vedesi che

i dati del Cinelli si portano quasi sulla curva dei miei, scostandovisi solo di 0°,01 circa; i dati per soluzioni molto concentrate, studiate dal Cinelli, danno dei punti che servono al prolungamento della mia curva. Questa mostra in modo evidente l'innalzamento della temperatura del massimo, innalzamento che raggiunge il più alto valore (0°,07) alla concentrazione di circa 1 su cento.

L'innalzamento decresce rapidamente dopo questa concentrazione tantochè per la soluzione all' 1,6 per cento è già scomparso. Da questo momento in poi le soluzioni di alcool metilico si comportano come le soluzioni saline in generale.

Concludendo dirò che, oltre ai risultati qui sopra stabiliti, mi pare di poter confermare che il metodo proposto dal De Coppet e quale fu seguito da Lussana e da Cinelli può essere utilmente impiegato, per la sua speditezza, ad una misura sufficientemente approssimata della temperatura del massimo di densità delle soluzioni acquose, tutte le volte che di esse si abbia a studiarne un numero assai grande.

SOPRA UNA CLASSE DI INTEGRALI DELL' EQUAZIONE $A^2 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$

di TULLIO LEVI-CIVITA.

Sia σ una superficie o più generalmente un sistema di superficie (aperte o chiuse) del nostro spazio. Designiamo con P un punto generico dello spazio, con Q un punto di σ, con $f(Q)$ una funzione continua dei punti di σ. La formula:

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \frac{f(Q)}{r} \, d\sigma, \tag{1}$$

(in cui r rappresenta la distanza fra i punti P e Q) definisce una funzione U, regolare all'infinito, che soddisfa in tutto lo spazio alla equazione $\Delta_2 U = 0$ ed è tale di più che le sue de-

rivate normali $\frac{\partial U}{\partial n}$ e $\frac{\partial U}{\partial n'}$, nei punti di σ presentano la discontinuità:

$$\frac{\partial U}{\partial n} + \frac{\partial U}{\partial n'} = -f(Q) .$$

Passando dalla equazione $\Delta_2 U = 0$, alla equazione più generale $A^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \Delta_2 U$ (dove A è una costante) e data, in ogni istante t, una funzione continua $f(Q, t)$ dei punti di σ (derivabile due volte rispetto a t), si estende facilmente la formula (1), ponendo:

$$U(P, t) = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \frac{f(Q, t - Ar)}{r} d\sigma , \tag{2}$$

con che si ottiene [1]) un integrale della equazione $A^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \Delta_2 U$, regolare all' infinito e affetto nei punti di σ dalla discontinuità:

$$\frac{\partial U}{\partial n} + \frac{\partial U}{\partial n'} = -f(Q, t) .$$

Se si considera il piano, invece dello spazio a tre dimensioni, e si intende che σ rappresenti una linea o un sistema di linee, la teoria del potenziale logaritmico ci dà una funzione:

$$V(P) = \frac{1}{2\pi} \int_\sigma f(Q) \log \frac{1}{r} d\sigma , \tag{1'}$$

dotata di proprietà analoghe a quelle della (1).

Non si ha invece una formula, che corrisponda alla (2), per gli integrali della equazione:

$$A^2 \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} , \tag{3}$$

mentre sarebbe pur profittevole in molte ricerche la conoscenza

1) Cfr. Volterra. Sul principio di Huyghens, T. 31 di questo giornale, pag. 251.

di un integrale V $(x, y, t,)$ della (3), che si annulli all' infinito e presenti nelle derivate normali una data discontinuità $f(Q, t)$ sopra il contorno σ.

Non so che la costruzione di un tale integrale sia stata finora effettuata; mi permetto quindi di indicarne una quì appresso.

Osservo in primo luogo che la funzione data $f(Q, t)$ (la quale è a ritenersi derivabile due volte rispetto a t) si può sempre supporre nulla, assieme ad $f' = \frac{\partial f}{\partial t}$, per $t = 0$ [1]).

Ciò posto, io dico che si può prendere V (P, t) eguale alla

parte reale di: $\frac{1}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_{Ar}^{t} f(Q, t-\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau^2 - A^2 r^2}}$.

Si ha di questa parte reale una espressione analitica, valida per $t > 0$, risguardando $f(Q, t)$ nullo per valori negativi di t (il che non lede la continuità di f e di f') e ponendo:

$$V(P, t) = \frac{1}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_{Ar}^{t} f(Q, t-\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau^2 - A^2 r^2}}. \tag{4}$$

Cominciamo col dimostrare che V (P, t) è derivabile due volte rispetto ad x, y, t. Assumiamo a tal uopo come variabile di integrazione $\mu = \log \frac{\tau + \sqrt{\tau^2 - A^2 r^2}}{Ar}$; verrà:

$$V(P, t) = \frac{1}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log \frac{t + \sqrt{t^2 - A^2 r^2}}{Ar}} f\left(Q, t - Ar \frac{e^{\mu} + e^{-\mu}}{2}\right) d\mu, \tag{5}$$

1) Infatti, ove questa condizione non fosse verificata, basterebbe sostituire alla ricerca di V quella della funzione:

$$W = V - \frac{1}{2\pi}\int_\sigma \left\{ f(Q, 0) + t f'(Q, 0) \right\} \log \frac{1}{r}\, d\sigma,$$

che dovrebbe, come si vede subito, soddisfare alla (3), esser nulla all' infinito, regolare in tutto il piano e presentare nelle derivate normali la discontinuità $f(Q, t) - f(Q, 0) - t f'(Q, 0)$. Ora questa funzione si annulla precisamente, in uno alla sua derivata prima, per $t = 0$.

e sotto questa forma la derivabilità è manifesta. Avremo, tenendo conto che $f(Q, O)$, $f'(Q, O)$ sono eguali a zero e che quindi svaniscono i termini provenienti dalla derivazione del limite superiore:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{A^2}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\left(\frac{\partial r}{\partial x}\right)^2\left(\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)^2 d\mu$$

$$-\frac{A}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f'\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\frac{\partial^2 r}{\partial x^2}\,\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\, d\mu$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{A^2}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\left(\frac{\partial r}{\partial y}\right)^2\left(\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)^2 d\mu$$

$$-\frac{A}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f'\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\frac{\partial^2 r}{\partial y^2}\,\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\, d\mu$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{1}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right) d\mu\,.$$

Dalle due prime, per essere $\left(\frac{\partial r}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial y}\right)^2 = 1$, $\frac{\partial^2 r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 r}{\partial y^2} = \frac{1}{r}$, segue:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{A^2}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\left(\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)^2 d\mu$$

$$-\frac{A}{2\pi}\int_\sigma d\sigma \int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f'\left(Q, t - Ar\frac{e^\mu + e^{-\mu}}{2}\right)\frac{1}{r}\,\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\, d\mu\,,$$

e siccome, mediante una integrazione per parti, risulta:

$$\int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f'\left(Q,\, t - Ar\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)\frac{1}{r}\,\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\,d\mu$$

$$= A\int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q,\, t - Ar\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)\left(\frac{e^\mu-e^{-\mu}}{2}\right)^2 d\mu\,,$$

così resterà:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}=\frac{A^2}{2\pi}\int_\sigma d\sigma\int_0^{\log\frac{t+\sqrt{t^2-A^2r^2}}{Ar}} f''\left(Q,\, t - Ar\frac{e^\mu+e^{-\mu}}{2}\right)d\mu = A^2\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\,.$$

Per rilevare la natura della discontinuità delle derivate normali di V nei punti di σ, riprendiamo la equazione (5) e deriviamola rispetto ad n e ad n', risostituendo, dopo la derivazione, la variabile μ con τ; ciò porge:

$$\frac{\partial V}{\partial n}=\frac{1}{2\pi}\int_\sigma \frac{\partial \log\frac{1}{r}}{\partial n}\,d\sigma\int_{Ar}^{t} f'(Q,\, t-\tau)\,\frac{\tau\, d\tau}{\sqrt{\tau^2-A^2r^2}}$$

$$\frac{\partial V}{\partial n'}=\frac{1}{2\pi}\int_\sigma \frac{\partial \log\frac{1}{r}}{\partial n'}\,d\sigma\int_{Ar}^{t} f'(Q,\, t-\tau)\,\frac{\tau\, d\tau}{\sqrt{\tau^2-A^2r^2}}$$

e, sommando, con considerazioni analoghe a quelle, che si usano nella teoria del potenziale logaritmico:

$$\frac{\partial V}{\partial n}+\frac{\partial V}{\partial n'}=-\left\{\int_{Ar}^{t} f'(Q, t-\tau)\,\frac{\tau\, d\tau}{\sqrt{\tau^2-A^2r^2}}\right\}_{P=Q}=$$

$$-\int_0^t f'(Q,\, t-\tau)\,d\tau = -f(Q,\, t)\,.$$

c. d. d.

Giova notare che V e $\frac{\partial V}{\partial t}$ si annullano in tutto lo spazio, per $t=0$, e questa condizione, unitamente a quelle già poste, valgono, come si stabilisce con ragionamenti ben noti, a determinare univocamente la funzione V. La sua espressione analitica, per $t<0$, si desume dalla (4), cambiando

$$\int_{Ar}^{t} f(Q, t-\tau)\frac{d\tau}{\sqrt{\tau^2-A^2r^2}} \quad \text{in} \quad \int_{Ar}^{-t} f(Q, t+\tau)\frac{d\tau}{\sqrt{\tau^2-A^2r^2}}$$

e risguardando nulla la funzione $f(Q, t)$ per valori positivi di t.

Mi si conceda ancora una parola circa la genesi della espressione (4) di V (P, t). Io vi pervenni, cercando la parte reale della continuazione analitica, per $z=\frac{it}{A}$ $i=(\sqrt{-1}$, di un certo potenziale dello spazio ordinario. Il potenziale, di cui mi sono valso è quello di un semplice strato newtoniano distribuito con densità:

$$\frac{1}{4\pi} F(Q, z)=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{z}{z^2+t^2} f(Q, t)\, dt$$

sopra un cilindro retto, indefinito, avente σ per direttrice e le generatrici parallele all' asse z.

Non istarò a dichiarare quali ragioni mi abbiano suggerito la scelta di questo potenziale, nè quali calcoli mi abbiano condotto alla (4). La verifica a posteriori, testè accennata, basta per stabilire speditamente il risultato, nè d' altra parte si conviene far posto in queste colonne a sviluppi di carattere esclusivamente matematico.

RISPOSTE ALLE CRITICHE FATTE ALLA MIA NOTA SULLA COSTANTE $\frac{HV}{T}$.

La mia nota sul significato della costante $\frac{HV}{T}$ è stata fatta oggetto di una critica molto sensata del sig. P. Joubin Direttore dell' Istituto Fisico dell' Università di Besançon, e d' un' altra del tutto errata del sig. Dott. Carlo del Lungo.

Il sig. Joubin dubitando che io abbia creduto di porgere come un teorema l' eguaglianza

$$\frac{HV}{T} = E\,,$$

ha osservato che quand' anche l' altra uguaglianza su cui questa è fondata, cioè l' uguaglianza

$$3 = 2 \times 0{,}615 \times 2{,}4369$$

fosse più prossima ad essere verificata, ciò avverrebbe per un semplice caso dipendente dal fatto che si è ricorso all' acqua per la definizione dell' unità di calore; e sostituendo a 0,615 la sua espressione $\frac{3}{2}\left(\frac{C}{c} - 1\right)$, dimostra che l' esser soddisfatta la predetta uguaglianza dipende dall' essere per l' idrogeno $C - c = 1$. Ma egli osservando che in realtà $C - c$ per l' idrogeno è molto differente da 1, conclude che non si ha

$$HV = ET.$$

Però egli osserva che se non resta dimostrata tale uguaglianza sarebbe interessantissimo stabilirla per definizione, abolendo la definizione attuale dell' unità di calore, e definendo questa per mezzo del calore molecolare.

Dichiaro subito che io non ho avuto menomamente l' idea di dimostrare un teorema; ma che solo ho voluto provare che il rapporto $\frac{HV}{T}$ quando ci si riferisce ad una massa eguale al peso molecolare riferito all' idrogeno, è con grande approssimazione numerica uguale all' equivalente dinamico del calore.

Tuttavia la osservazione del sig. Joubin fatta nella supposizione che io avessi creduto di dimostrare un teorema è molto sensata, e può esser fatta meglio nel seguente modo:

Supponiamo di riscaldare di dt a pressione costante un grammo di un gas perfetto; allora indicando con C il calore specifico a pressione costante con c quello a volume costante, con A l'equivalente termico del lavoro si avrà:

$$C\,dt = c\,dt + A\,H\,d\,V$$

ed a causa della relazione $HV = RT$ se ne dedurrà:

$$C = c + AR$$

da cui

$$R = \frac{C - c}{A} = E\,(C - c)\,.$$

Onde riferendoci per l'idrogeno alla massa di 1 gr., e per gli altri gas ad una massa numericamente eguale al peso molecolare riferito all' idrogeno, avremo, valendoci dei calorici specifici di Regnault, ma corretti da Wüllner (vedi Bd. III, vierte auflage, pag. 509).

per l'idrogeno $R = E\,(3{,}4294 - 2{,}4369) = 0{,}992\ E,$
» l'ossigeno $R = E\,(0{,}2190 - 0{,}1568) \times 16 = 0{,}995\ E,$
» l'azoto $R = E\,(0{,}2449 - 0{,}1741) \times 14 = 0{,}991\ E,$
» l'ossido di carb. $R = E\,(0{,}2445 - 0{,}1734) \times 14 = 0{,}995\ E.$

Di qui però il sig. Joubin può vedere che non si può dire veramente che R sia molto differente da E e che è lecito concludere che approssimativamente e finchè si adotta per unità calore di l'attuale caloria, si può scrivere pei gas perfetti la relazione

$$\frac{HV}{T} = E\,.$$

Sono poi pienamente d'accordo con lui nel desiderare che venga abolita l'attuale caloria, che questa venga definita per mezzo del calore molecolare, e che la relazione $\frac{HV}{T} = E$ che fino al presente è solo una relazione numericamente e non teorica-

mente legittima, venga stabilita come definizione; ed anzi gli sono grato di avermi suggerito tale idea di cui spero valermi in qualche lavoro futuro.

Ed ora veniamo alle osservazioni Del Lungo:

Questi a differenza del sig. Joubin accetta pienamente l'uguaglianza $\frac{HV}{T} = E$; ma dice che è cosa non nuova e cita un passo di Zeuner in cui si nota che la costante $R = \frac{HV}{T}$ è quasi uguale all'equivalente meccanico del calore; dice poi che non è il caso di parlare di significato fisico perchè io non feci che constatare la detta eguaglianza; ed infine che la prova che io ho creduto di dare è un *idem per idem*.

Io comincio col fare osservare al sig. Del Lungo che nella mia nota io non mi limito come Zeuner a parlare dei gas perfetti ma che parlo anche dei sali in soluzioni molto diluite e dei solidi perfetti vale a dire dei metalli crudi per i quali io esclusivamente ho dimostrato la relazione:

$$\frac{HV}{T} = M\,K\,E\,.$$

Passiamo alla seconda osservazione:

Considerando come già definitivamente stabilita l'eguaglianza $\frac{HV}{T} = E$, egli dice non aver fondamento la mia seguente osservazione:

« Ora poichè com'è noto HV è proporzionale alla forza viva molecolare di un aeriforme e T alla sua energia termica, è lecito supporre che il rapporto $\frac{HV}{T}$ sia una quantità proporzionale all'equivalente dinamico del calore ».

Basti osservare scrive il Del Lungo *che il rapporto* $\frac{HV}{T}$ *è una costante; necessariamente è una costante l'equivalente dinamico del calore e non ha significato il parlare di proporzionalità fra due costanti; potrà solo chiedersi qual sia il loro rapporto che necessariamente sarà una terza costante.*

Ma non vede il sig. Del Lungo che nel fare il mio ragiomento non solo io non suppongo (e non debbo supporre) di di sapere che sia $\frac{HV}{T} = E$, ma che non suppongo neppure di sapere che $\frac{HV}{T}$ sia una costante? La mia osservazione è dunque tutt' altro che senza fondamento giacchè mi permette di stabilire che $\frac{HV}{T}$ deve potersi esprimere mediante un prodotto di cui uno dei fattori deve essere l' equivalente dinamico del calore!

Quanto poi al dire che la prova che io ho creduto di dare si riduce ad un *idem per idem*, mi scusi l' egregio Del Lungo, ma l' idem per idem è precisamente quello in cui ha inceppato lui.

Infatti sostituendo a 0,615 la espressione $\frac{3\,H_0\,V_0\,\alpha}{2\,E\,c}$ egli osserva che il rapporto

$$\frac{3}{2 \times 0{,}615 \times 2{,}4369}\;\frac{HV}{T}$$

diviene uguale ad E; indi dice:

« Ma se $\frac{HV}{T} = E$ come già sappiamo, necessariamente è anche $H_0\,V_0\,\alpha = E$, ossia $\frac{E}{H_0\,V_0\,\alpha} = 1$, e quindi la dimostrazione fondata su quest'ultima eguaglianza è perfettamente illusoria ».

È qui lo sbaglio: Non è su questa uguaglianza che è fondata la mia dimostrazione; non si può sostituire E ad $\frac{HV}{T}$ nè ad $H_0\,V_0\,\alpha$; ciò è quanto confondere la conseguenza con la premessa; sostituendo E ad $\frac{HV}{T}$ ed a $H_0\,V_0\,\alpha$ si fa la verifica e non la confutazione; se nell' uguaglianza da cui si parte

$$\frac{3}{2 \times 0{,}615 \times 2{,}4369}\;\frac{HV}{T} = E$$

si sostituisce a 0,615 la espressione $\frac{3\,H_0\,V_0\,\alpha}{2\,E\,c}$, ciò che si ottiene è l' identità

$$E = E\,.$$

Infine non posso fare a meno di notare che il sostituire al numero 0,615 che rappresenta il rapporto fra l' energia del moto progressivo molecolare e l' energia di riscaldamento a volume costante (rapporto che indicherò con ε) la espressione $\frac{3}{2}\,\frac{H_0 V_0 \alpha}{E c}$ quando appunto — per essere $H_0 V_0 \alpha = \frac{HV}{T}$ — la determinazione del valore numerico di ε implicherebbe la necessità di determinare il valore numerico di $H_0 V_0 \alpha$ o di $\frac{HV}{T}$ che è precisamente il valore che per via indiretta io mi propongo di determinare ; o mostra che il sig. Del Lungo ha per un momento dimenticato che il valore di ε si può più semplicemente dedurre dall' espressione $\frac{3}{2}\left(\frac{C}{c} - 1\right)$ o $\frac{3}{2}$ (1,41 — 1) da cui infatti si è dedotto, oppure che egli per un momento è stato trascinato dalla brama del criticare.

Ad ogni modo resta provato che la critica del sig. Del Lungo non regge proprio affatto.

Catania, 14 Agosto 1897.

ENRICO BOGGIO-LERA
Prof. di fisica nel R. Istituto tecnico
e nella R. Scuola di viticoltura ed enologia di Catania.

Ill.mo sig. Direttore del periodico

" IL NUOVO CIMENTO ,, .

Ho letto varie descrizioni degli apparecchi ideati da Guglielmo Marconi i quali risolvono la questione della telegrafia senza fili.

In tutte appare come l' apparecchio ricevitore del Marconi, sia essenzialmente costituito di un tubetto di vetro ripieno di limatura metallica. Le limature metalliche godono della proprietà di essere perfetti coibenti quando la loro densità non supera un certo limite, che potrebbe chiamarsi *densità limite o critica.* Una corrente indotta o l' influenza di un corpo elettrizzato bastano a convertire la limatura metallica in un ec-

cellente conduttore e la conduttività così acquistata scompare al più piccolo urto attribuito al cannellino. Chi nei giornali politici ha riferito le esperienze del Marconi afferma che cotesti cannellini coibenti, ripieni di limatura metallica, sono dovuti ai due fisici Branly e Lodge i quali avrebbero trovato la detta proprietà delle limature metalliche nel 1890.

Ora, se è così, e se la poca precisione delle relazioni che mi sono cadute sotto gli occhi degli apparecchi del Marconi non mi ha indotto in errore, mi pare convenga ristabilire la verità storica e ricordare ai lettori del *Nuovo Cimento*, ch' io sino dal Giugno 1884 (*Nuovo Cimento* Ser. 3, vol. XVI, Luglio, Agosto, Settembre 1884 — Ser. 3, vol. XVII, Gennaio e Febbraio 1885) trovai e feci conoscere le proprietà caratteristiche delle limature metalliche le quali sono state con tanta abilità utilizzate dal Marconi. Ricordo anzi con soddisfazione che, per siffatte esperienze, io ebbi l' onore di pormi in corrispondenza epistolare col ch. Prof. Felice Auerbach dell' Università di Breslavia che nel 1886 desiderò che una sua Memoria sullo stesso argomento, e nella quale faceva menzione dei miei lavoretti, fosse tradotta e stampata nel *Nuovo Cimento* (*Sulla conduttività elettrica delle polveri metalliche* di F. Auerbach. Ser. 3, vol. XX, Luglio, Agosto 1886 — *Ann. d. Phys. u. Chem.* N. F. XXVIII, p. 604, 1886); alla quale Memoria tennero immediatamente dietro alcune mie osservazioni le quali valsero a chiarire meglio le condizioni sperimentali nelle quali io aveva operato (*Nuovo Cimento* Ser. 3, vol. XX, Settembre, Ottobre 1886).

La mia Nota che ha per titolo: *Di una nuova forma che può darsi all' avvisatore microsismico*, mostra come io avessi vista anche un' applicazione della proprietà delle limature metalliche (*Nuovo Cimento*, Ser. 3, vol. XIX, Gennaio e Febbraio 1886); e non mi pare fuori di proposito riferirne testualmente alcune parole: « Un piccolo tremito che venga « comunicato alla tavoletta che regge il cannellino, un piccolo « corista che si faccia vibrare appoggiato alla stessa tavoletta « e talvolta una nota che si canti bastano per togliere alla li- « matura la conduttività ». Ora il Branly, il quale ha preceduto il Lodge, pubblicò le sue esperienze con la data dell' 8

Aprile 1890 nei *Comptes Rendus* riuscendo a resultati assolutamente analoghi ai miei.

Voglia, ill.mo sig. Direttore, verificare l'esattezza di quanto sono venuto esponendole e, se non mi sono ingannato, accolga, la prego, questa mia nel suo pregiato e diffuso periodico ed aggradisca i sensi di mia stima particolare.

Agosto 1897.

Suo Devotissimo
TEMISTOCLE CALZECCHI,
Professore di Fisica nel R. Liceo di Fermo

CONTRIBUTO ALLO STUDIO DEI MAGNETI PERMANENTI.

Memoria Iª di C. CHISTONI *e* G. G. DE VECCHI [1].

(Riassunto fatto dagli Autori) [2].

Non pochi strumenti di misura hanno come parte principale uno od alcuni magneti, che in generale non corrispondono per le loro qualità alle esigenze volute per la precisione ed esattezza delle misure.

Molti sperimentatori ricercarono le qualità che doveva avere l'acciaio affinchè potesse dare dei magneti, che sospesi, conservassero lo stesso momento magnetico rispetto all'asse di oscillazione. Il Glisenti di Carcina in Valtrompia in ispecial modo s'interessò molto della ricerca di acciaio che si prestasse alla costruzione di magneti, ed anzi a lui ricorremmo per la fornitura delle due seguenti qualità di acciaio.

	I. qualità	II. qualità
Tunsteno	6,25 °°|₀₀	4,15 °°|₀₀
Carbonio	0,99	1,15
Manganese	1,00	0,77
Silicio.	0,19	0,24

il resto ferro.

1) Il Dott. G. Giacomo De Vecchi, assistente all'Istituto fisico della R. Università di Modena dal 15 Novembre 1893, mi aiutò nell'ultima parte di questo lavoro, riverificò il peso ed il volume dei magneti e confrontò parecchi calcoli. C. CHISTONI.

2) Rimandiamo alla memoria originale pubblicata nelle Memorie della R. Accademia di Scienze, lettere ed arti di Modena, (serie 3., vol. 1°, sez. Scienze, pag. 37-89) per dettagli particolareggiati, sulla costruzione dei magneti.

Abbiamo costruito dei cilindri pieni e forati che con processi speciali [1]) temperammo.

Il diametro esterno, e l' interno nei cilindri cavi, furon scrupolosamente misurati mediante un catetometro ed un compasso di Palmer per modo che nelle molte misure di riprova e verifica gli errori furono inferiori ad un decimo di mm; tali misure si fecero prima e dopo la tempera mentre il peso ed il volume di ciascuna sbarra si prese dopo avvenuta la tempera.

Sbarre magnetiche studiate.

Le sbarre studiate sono undici. Appartengono alla prima qualità di acciaio quelle che portano i numeri 3, 4, 6, 11, 12 e 13. Appartengono alla seconda quelle che portano i numeri 5, 7, 8, 9 e 10.

Le dimensioni, il peso, il volume e lo spessore delle singole sbarre già temprate, stanno riuniti nel seguente quadro; avvertendo che per quanto s' è già detto il volume non può corrispondere a quello che si potrebbe dedurre dalle dimensioni per mezzo del calcolo.

Le lunghezze sono espresse in centimetri, i pesi in grammi ed i volumi in centimetri cubici.

Sbarra N.°	Lunghezza	Diametro esterno	Diametro interno	Spessore	Peso P	Volume a 10° C. V	Densità a 10° C.
3	9,965	1,002	0,775	0,114	22,431	2,795	8,025
4	9,960	0,988	0,683	0,153	29,273	3,637	8,049
6	9,963	0,997	—	—	63,601	7,886	8,065
11	9,981	1,005	0,804	0,101	23,015	2,854	8,064
12	9,988	0,988	0,704	0,142	30,451	3,775	8,066
13	9,984	0,994	—	—	62,224	7,759	8,020
5	9,961	0,996	0,659	0,169	34,076	4,265	7,990
7	9,954	1,004	—	—	63,792	7,979	7,995
8	9,935	0,996	0,786	0,105	21,409	2,679	7,991
9	9,945	1,003	0,605	0,199	39,523	4,953	7,980
10	9,964	1,004	0,695	0,155	31,286	3,931	7,959

1) Cfr. M. O.

Le differenze che si notano nei valori delle densità, mostrano che le due diverse masse di acciaio dalle quali si tolsero le sbarre, non erano riescite perfettamente omogenee.

Magnetizzazione delle sbarre.

Vari metodi adoprammo per magnetizzare le sbarre di acciaio, ma il più efficace fu quello di far passare per una o più volte la sbarra lungo il cilindro cavo assiale di un rocchetto di filo di rame in cui costantemente passava la corrente.

Il momento magnetico (M) di ciascuna sbarra aumentava coll'intensità del campo generato dalla corrente, coi passaggi e col tempo, per modo che avendo ottenuto dopo 1025 passaggi $M = 559$ (al primo passaggio $M = 489$) con un campo di 121 (C. G. S.). Dopo sette giorni con un campo 261 si ebbe

Dopo	un	passaggio	. . . . . .	$M = 851$
Dopo	altri	2 passaggi	. . . .	$M = 876$
»	»	4 »	. . . . .	$M = 881$
»	»	8 »	. . . . .	$M = 885$
»	»	16 »	. . . . .	$M = 887$
»	»	32 »	. . . . .	$M = 890$
»	»	64 »	. . . . .	$M = 890$

E con campo di 301, nello stesso giorno

Dopo	un	passaggio	. . . .	$M = 921$
Dopo	altri	20 passaggi	. . . .	$M = 934$
»	»	» »	. . . . .	$M = 935$

E con campo di 483 dopo dieci passaggi la sbarra aveva già assunto il momento 955, che non aumentò coi passaggi successivi.

Misura dei momenti magnetici.

Per misurare il momento magnetico dei cilindri durante le successive operazioni, ci siamo serviti del magnetometro dei seni nel modo seguente:

Supponiamo di avere due magneti di momento magnetico M_1 ed M_2. Posti successivamente sull' asta metrica coi loro centri a distanze uguali D dal magnete sospeso, si ottengano le deviazioni ϕ_1 e ϕ_2; si avranno allora le due relazioni

$$\frac{1}{2} D^3 \frac{H}{M_1} \operatorname{sen} \phi_1 = 1 + \frac{p_1}{D^2}$$

$$\frac{1}{2} D^3 \frac{H}{M_2} \operatorname{sen} \phi_2 = 1 + \frac{p_2}{D^2}$$

nelle quali H esprime l' intensità della componente orizzontale della forza magnetica terrestre e p_1 e p_2 sono due coefficienti costanti.

E poichè i magneti sperimentati sono pressochè ugualmente lunghi, così si può ammettere per approssimazione $p_1 = p_2$ e quindi

$$M_2 = M_1 \frac{\operatorname{sen} \phi_1}{\operatorname{sen} \phi_2} .$$

Quando adunque sia noto il valore di M_1 sarà possibile, misurando le deviazioni ϕ_1 e ϕ_2 di calcolare M_2.

Il ragionamento fatto sopra include implicitamente che dei due magneti si conosca il coefficiente di temperatura. Ora è evidente che per i magneti in formazione non è possibile determinare il coefficiente di temperatura; e perciò bisogna tenere presente questo fatto, che durante le misure che riferiremo, si è ammesso che il rapporto fra il momento magnetico di un magnete tipo e i successivi momenti magnetici che assumeva uno stesso cilindro fosse indipendente dalla temperatura, la quale variò da 0° a 30° circa.

Quando si volesse tenere calcolo dei coefficienti medii di temperatura a_1 ed a_2 dei due magneti di momento magnetico M_1 ed M_2, l' espressione di M_2 a 0° di temperatura sarebbe

$$M_2 = M_1 \frac{\operatorname{sen} \phi_2}{\operatorname{sen} \phi_1} \Big(1 + (a_2 - a_1)\, t \Big)$$

dalla quale si deduce che ammesso anche $(a_2 - a_1) = 0{,}0002$, $M_1 = 1000$ e la temperatura $t = 30°$, l' errore che si commette trascurando l' effetto della temperatura sui magneti, non può superare sei unità quando sia $\phi_1 = \phi_2$.

Scegliemmo come tipi due magneti della Casa Elliott di Londra, dei quali uno porta il n. 1503 e l'altro il n. 8901. Questi magneti erano stati magnetizzati fino dal 1888; e col tempo avevano assunto un momento magnetico definitivo. Per mostrare come il momento magnetico di queste due sbarre si sia mantenuto inalterato durante tutte le esperienze, riporteremo i seguenti risultati, che rappresentano il rapporto fra il momento magnetico del 1503 ed il momento magnetico del 8901.

29 novembre	1891 . .	Rapp. 1,35	8 febbraio	1893 . .	Rapp. 1,36
6 dicembre	» . .	1,35	30 aprile	» . .	1,36
4 gennaio	1892 . .	1,35	3 luglio	» . .	1,37
27 »	» . .	1,35	10 »	» . .	1,36
17 febbraio	» . .	1,35	31 agosto	» . .	1,35
9 marzo	» . .	1,35	27 settembre	» . .	1,35
» »	» . .	1,34	19 febbraio	1894 . .	1,35
13 settembre	» . .	1,36	4 aprile	» . .	1,35
8 ottobre	» . .	1,36	6 settembre	» . .	1,35
19 »	» . .	1,36	16 ottobre	» . .	1,35
17 novembre	» . .	1,36	7 novembre	» . .	1,36
14 dicembre	» . .	1,36			

Di questi due magneti, lunghi 10 centimetri (coll'approssimazione di qualche centesimo di millimetro), il n. 8901 venne usato solo per i confronti col 1503 e di esso il momento magnetico venne più volte determinato in misura assoluta col magnetometro dei seni. Il 1503 invece venne usato sempre per il confronto diretto colle altre sbarre.

Il valore del momento magnetico della sbarra 8901 risultò in media 872,3 (C. G. S.). Del secondo magnete, cioè del 1503, si è misurato il momento magnetico in misura assoluta prima di incominciare i confronti col 8901 e risultò 1176,7 in media.

Il rapporto fra questi due valori è 1,3489, ciò che conferma l'attendibilità dei risultati di confronto fra i due magneti.

Da quanto si è detto fin qui è facile dedurre che il valore dei momenti magnetici assegnati ai diversi magneti confrontati col 1503, meritano fiducia intorno a 0,5 finchè il momento magnetico del magnete confrontato col 1503 è inferiore a 100;

intorno a tre unità quando il momento magnetico arriva a 500; intorno a cinque unità quando arriva a 1500 ed intorno a dieci unità quando arriva a 2000.

Avvertiremo infine che quantunque ci fosse noto il trattamento consigliato dai signori Barus e Strouhal per ottenere magneti costanti, per ragioni speciali abbiamo preferito di esaminare le sbarre prima di esercitare su di esse qualsiasi operazione di rinvenuta [1]). A suo tempo le stesse sbarre verranno trattate col metodo suggerito dai predetti signori, metodo che abbiamo esperimentato parecchie volte e che ci risultò sempre ottimo.

Risultati.

Crediamo inutile il riferire quì tutta l' intera serie di misure fatte sopra ogni singola sbarra magnetica, rimandando alla memoria originale chi volesse prenderne conoscenza. E per ciò ci limitiamo a dare in riassunto i risultati complessivi dedotti dallo studio delle diverse sbarre.

La tabella seguente, ordinata secondo il peso e secondo i volumi dei magneti, comprende nella prima serie i magneti costrutti colla prima qualità di acciaio; e la seconda serie comprende quelli costrutti colla seconda qualità.

I numeri della colonna V indicano il volume dei magneti in centimetri cubici a 10° di temperatura; quelli della colonna P il peso in grammi. Con M si è espresso il momento magnetico definitivo della sbarra e con M_1 il momento magnetico massimo raggiunto da essa.

La colonna M : 8 P dà (con grossolana approssimazione) il rapporto fra il momento magnetico definitivo della sbarra ed il suo momento d' inerzia. Infatti il momento d' inerzia K dei cilindri, pieni ed omogenei, rispetto all' asse che passa pel punto di mezzo dell' asse di figura del cilindro e gli è perpen-

$$K = P\left(\frac{l^2}{12} + \frac{r^2}{4}\right)$$

1) Preferimmo questo termine, usato nelle officine del Bresciano a quello di *ricottura*, poichè ci pare che il primo esprima meglio l' operazione che si eseguе, per moderare la durezza dell' acciaio.

dicolare è espresso (convenendo che il numero che esprime P, esprima anche la massa del corpo) dalla
e per i cilindri cavi, rispetto allo stesso asse

$$K = P\left(\frac{l^2}{12} + \frac{r^2 + r_1^2}{4}\right)$$

nelle quali l indica la lunghezza del cilindro, r il raggio della sezione circolare del cilindro ed r_1 il raggio della sezione della cavità del cilindro. Nel caso nostro per i cilindri pieni si ha in centimetri all' incirca

$$l = 10 \qquad r = 0,5$$

e perciò

$$\frac{1}{12} l^2 = 8,33 \qquad \frac{r^2}{4} = 0,062$$

e per conseguenza si può ritenere $K = 8$ P.

Per i cilindri cavi il valore di r_1 varia da 0,3 a 0,4 e perciò il valore di

$$\frac{r^2 + r_1^2}{4}$$

varia da 0,08 a 0,10; il valore di $\frac{1}{12} l^2$ rimane 8,33 e quindi anche in questo caso si può ritenere $K = 8$ P.

Sbarra N.°	V	Spessore in centimetri	Peso	Momento definitivo M	M_1 Momento massimo	$\frac{M}{P}$	$\frac{M_1}{P}$	$\frac{M}{V}$	$\frac{M_1}{V}$	$\frac{M}{8P}$	$\frac{M_1}{M}$
3	2,795	0,114	22,431	870	955	38,8	42,6	311,3	341,7	4,8	1,098
11	2,854	0,101	23,015	770	893	33,5	38,8	269,8	312,9	4,2	1,160
4	3,637	0,153	29,273	1150	1345	39,3	46,0	316,2	369,8	4,9	1,170
12	3,775	0,142	30,451	810	876	26,6	28,8	214,6	232,1	3,3	1,082
13	7,759	—	62,224	1410	1510	22,7	24,3	181,7	194,6	2,8	1,071
6	7,886	—	63,601	1310	1619	20,6	25,5	166,1	205,3	2,6	1,236
8	2,679	0,105	21,409	1020	1190	47,6	55,6	380,7	444,2	5,9	1,167
10	3,931	0,155	31,286	900	1080	28,8	34,5	229,0	274,7	3,6	1,200
5	4,265	0,169	34,076	980	1344	28,8	39,4	229,8	315,1	3,6	1,371
9	4,953	0,199	39,523	1280	1447	32,4	36,6	258,4	292,2	4,1	1,130
7	7,979	—	63,792	1545	1854	24,2	29,1	193,6	232,4	3,1	1,200

Riferendoci ai sopracitati lavori di Strouhal et Barus, ricordiamo che al rapporto M : P si suole dare il nome di momento magnetico specifico della sbarra e che si chiama rapporto delle dimensioni il valore $l : 2r$. Nel caso nostro il rapporto fra le dimensioni è all' incirca 10 e con tale valore i suddetti sperimentatori trovarono al massimo 23,5 di momento magnetico specifico; mentre coll' acciaio di Valtrompia il minimo valore da noi ottenuto, quando il momento magnetico era stazionario è stato 20,6 ed il minimo valore trovato dopo la massima magnetizzazione (cioè nelle stesse condizioni dei sullodati sperimentatori) è stato 24,3; e questi valori toccarono il massimo rispettivamente con 47,6 e 55,6.

Ciò dimostra che il rinomato acciaio di Valtrompia, anche per ciò che riguarda la magnetizzazione non è inferiore agli altri acciai. Inoltre non risulta che l' una qualità studiata si comporti diversamente dall' altra per ciò che riguarda la magnetizzazione.

Anche la colonna M : V che dà l' intensità di magnetizzazione definitiva mostra che l' acciaio preso a studiare è uno dei migliori. La colonna $M_1 : M$ mostra che pei magneti tanto cavi che pieni il valore che assume questo rapporto varia da 1,1 ad 1,2. Il momento magnetico dipende però anche dal come si sia fatta la tempera e rimandiamo alla memoria originale per constatare tali differenze.

Riguardo alla scelta di un magnete per gli usi pratici, dobbiamo osservare che nella pratica talvolta occorre avere un magnete, che a parità di lunghezza e di diametro esterno, abbia maggiore momento magnetico di un altro. In questo caso sarà consigliabile l' uso di una sbarra piena, fortemente temprata, o meglio temprata successivamente per diverse volte.

Talvolta invece occorre scegliere un magnete tale, che a parità di dimensioni esterne abbia il massimo rapporto fra il momento magnetico ed il momento d' inerzia. In questo caso è consigliabile un magnete cavo.

Alcune volte poi occorre avere contemporaneamente grande momento magnetico e relativamente piccolo momento d'inerzia; in tal caso converrà in generale scegliere un magnete cavo ma di spessore non piccolo. Per ciò che riguarda l' *influenza*

del campo inducente, dalle esperienze fatte, nulla di positivo si può dedurre riguardo ai magneti pieni; poco anche si può dire riguardo ai magneti tubulari poichè ci mancavano mezzi per determinare il valore del campo inducente nell'atto che la sbarra si trovava sotto all'induzione. Prendendo però in considerazione il campo d'induzione quando in esso non si trovava alcun corpo sottoposto all'induzione, e studiando le curve che possono somministrare i valori relativi ai magneti N.° 3; N.° 4; N.° 8; N.° 9 e N.° 10, si deduce che l'intensità di magnetizzazione permanente va aumentando rapidamente col campo; che in generale con campo di 300 circa, la sbarra è a saturazione, e che l'aumento del campo d'induzione oltre il 300 mentre per alcuni non fa aumentare l'intensità di magnetizzazione, per altri invece la fa diminuire.

Abbiamo infatti veduto il N.° 10, che con campo da 300 a 500 circa aveva conservato il momento magnetico 1080; portato in campo di 965 il momento si ridusse a 1073.

Anche il N.° 3 mostrò simile fenomeno sia magnetizzandolo per induzione in un dato campo, sia strofinandolo sull'elettromagnete, poichè abbiamo veduto che aumentando al di là di un certo grado l'intensità della corrente nel filo dell'elettromagnete e strofinando su di esso la sbarra, il momento magnetico di questa, mostrò una diminuzione. Il magnete N.° 11 mentre con campo di 724 aveva assunta l'intensità di magnetizzazione 311, con campo di 965 questa intensità si ridusse a 303.

Quanto alle *variazioni del momento magnetico col tempo*, esaminando i risultati ottenuti per i singoli magneti possiamo concludere, che la diminuzione del momento magnetico col tempo non avviene, se non dopo che la sbarra abbia assunto una certa intensità di magnetizzazione. Quando il valore dell'intensità assunta è assai piccolo in confronto di quello che la sbarra può assumere, di frequente avviene che col tempo invece di una diminuzione abbia luogo un aumento nel momento magnetico.

Quando un magnete è portato a saturazione in generale il momento magnetico diminuisce rapidamente nelle prime ore dopo l'ultima magnetizzazione, va poi diminuendo meno rapidamente nei primi giorni, ed infine assai lentamente finchè

il magnete si rende stazionario. Se ad un magnete dopo l' ultima magnetizzazione si fanno subire diversi sbalzi di temperatura da 0° a 70° circa, ciò contribuisce ad abbreviare di molto il tempo che il magnete impiega per rendersi stazionario. È notevole come l' effetto di questi sbalzi di temperatura in qualche sbarra non si sia mostrato che parecchi giorni dopo.

Nelle sbarre che non sono state sufficientemente penetrate dalla tempra la diminuzione del momento magnetico è rapida ed intensa, in confronto di quella che avviene, quando la stessa sbarra sia stata meglio penetrata dalla tempra.

Riguardo al tempo che una sbarra impiega per divenire stazionaria, risulta che a parità di dimensioni esterne, e di trattamento esso aumenta colla massa della sbarra.

Abbiamo veduto che in generale per ridursi stazionarii, i magneti subiscono perdita relativa pressochè uguale per tutti; però i magneti formati con sbarre che hanno subito delle screpolature durante la tempra, come le sbarre N.° 5 e N.° 6 la perdita è maggiore.

Tanto dalla prima qualità di acciaio, che dalla seconda, si sono ottenuti buoni magneti; ed in particolare per lo scopo dichiarato fino da principio buoni magneti hanno offerte tutte le sbarre forate, e fra queste principalmente quelle dei N. 9; 4; 8; 10 e 3. Per dare una maggiore prova della bontà di questi magneti, per il caso nel quale venissero applicati come magneti deviatori nel magnetometro dei seni, riporteremo quì le deviazioni da essi prodotte sopra un magnete lungo cm. 4,7 sospeso nel magnetometro dei seni, ponendo i magneti a distanza di 30 cm. circa da esso:

Magnete N.°	deviaz. =	Magnete N.°	deviaz. =
9	28°.2′	3	18°.36′
4	24.54	12	17. 15
8	22. 6	11	16. 26
10	19.31		

Da questi risultati si deduce che i magneti N. 9; 4 ed 8 avuto riguardo al loro peso sono dei più intensi, che per la misura delle deviazioni, si siano fin' ora ottenuti; e per il loro momento magnetico sarebbero adatti a misure della compo-

nente orizzontale del magnetismo terrestre in luoghi dove questa assume il massimo valore.

Prima però di dichiarare in modo assoluto che coll' acciaio di Valtrompia contenente tunsteno, si possano ottenere magneti che siano preferibili agli altri, converrà esaminare anche come i magneti suddetti si diportino riguardo al coefficiente di temperatura ed al coefficiente d' induzione; le quali ricerche formeranno parte di studii ulteriori.

LIBRI NUOVI

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM.

E. WIEDEMANN und H. EBERT.

(3 Auflage. Braunschweig, 1897).

Fra i molti Manuali di Fisica Pratica che si sono pubblicati negli ultimi anni, questo occupa un posto tutto particolare. I primi fra questi manuali erano intesi unicamente a fornire all' insegnante quelle indicazioni d' indole tecnica che gli possono essere utili nella preparazione delle esperienze di corso oppure nella costruzione di apparecchi semplici. Vennero poi dei manuali che raccoglievano i più perfezionati metodi di ricerca scientifica e le vie da seguire nelle misure di precisione. Il presente libro invece è destinato pei giovani che stanno per cominciare i loro studi sperimentali. Vi troviamo perciò degli esercizi che non sono che una ripetizione delle esperienze di lezione e che debbono facilitare allo studente l' intelligenza delle leggi fondamentali: altri esercizi invece richiedono già delle determinazioni quantitative, senza naturalmente mirare ad un alto grado di precisione non consentaneo ad un primo corso pratico. Sono questi esercizi di misura che occupano la maggior parte del libro; tuttavia ci sembra che gli Autori avrebbero potuto restringere ancora quà e là la parte dedicata alle esperienze puramente dimostrative, poichè queste sono certe volte un po' troppo elementari e non adatte a fornire un giusto concetto dell' esattezza di una legge naturale.

È utilissima invece l' introduzione che precede ogni capitolo e che riassume le leggi e le definizioni delle quantità fisiche di cui trattano le esperienze di quel capitolo. Utilissimo pure, per chi deve dirigere gli esercizi di laboratorio, l' elenco posto in capo ad ogni capitolo, degli apparecchi ed accessori che occorrono per ogni esercizio.

Il libro è rivolto, non solo agli studenti di fisica, ma anche a quelli di chimica. Per cui una larga parte ne è dedicata ai metodi di ricerca fisico-chimica, la cui importanza cresce ogni giorno, e che tuttavia non hanno ancora trovato il loro posto in molti testi di fisica.

Che il libro dei Proff. Wiedemann ed Ebert abbia raggiunto lo scopo che gli Autori si erano proposti, e che anzi esso sia venuto corrispondere ad un vero bisogno, lo dimostra, a nostro parere, il fatto che esso, nel corso di pochi anni, è giunto già alla terza edizione. In questa gli Autori si sono valsi anche dei lavori più recenti; così vi troviamo — per citare un esempio soltanto — il metodo di Nernst per la misura delle costanti dielettriche con una disposizione analoga al ponte di Wheatstone.

B. DESSAU.

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE DE MÉCANIQUE CHIMIQUE FONDÉE SUR LA THERMODYNAMIQUE, *di* P. DUHEM.

(Tome I, Paris, A. Hermann, 1897).

Col nome di *Meccanica chimica* s' intende l' insieme delle leggi cui obbediscono i cambiamenti di stato fisico e di costituzione chimica che i corpi posson presentare; e mentre Berthollet, partendo dall' ipotesi newtoniana delle attrazioni e delle ripulsioni molecolari, faceva dipender quelle leggi dalla statica e dalla dinamica, dopo i lavori di Sainte-Claire-Deville sulla dissociazione, la meccanica chimica fu da Hortsmann, Moutier, Gibbs, Helmholtz ecc. fondata invece con migliori resultati sulla termodinamica.

Il Duhem ha impreso ad esporre in forma chiara ed elementare i principii di questa scienza, che si rende sempre più necessaria ai chimici che vogliano seguire il progresso degli

studi moderni. Per evitare i frequenti rinvii ad altri libri, il Duhem comincia con l'esporre, in una breve introduzione, i fondamenti di analisi e di meccanica che son necessari all'intelligenza della termodinamica generale, che forma l'oggetto del 1° libro di questo volume. In questo 1° libro, dopo aver esposti i teoremi sulla conservazione dell'energia, le leggi della termodinamica, il teorema di Carnot e il principio dell'aumento dell'entropia, vien data la definizione del potenziale termodinamico, che nella meccanica chimica ha un'importanza capitale. Nei capitoli V e VI viene infatti mostrato come la cognizione del potenziale termodinamico serva a far conoscere immediatamente le equazioni dell'equilibrio, l'energia interna, l'entropia e tutti i coefficienti calorifici del sistema; talchè lo studio meccanico e calorimetrico del sistema in equilibrio resulta, per ciò solo, completamente fatto. Nei rimanenti cinque capitoli del 1° libro sono studiati i gas perfetti, la stabilità e lo spostamento isotermico ed isentropico dell'equilibrio, le capacità calorifiche e lo spostamento dell'equilibrio per una variazione della temperatura.

Il libro 2° tratta dei falsi equilibrii e delle esplosioni.

La legge dello spostamento dell'equilibrio per le variazioni della temperatura è la legge dominante della meccanica chimica; ma va soggetta a numerose eccezioni, che la rendono una legge incompleta, come incompleta e in disaccordo con gran numero di fatti è la termodinamica classica, della quale quella legge è una logica conseguenza.

Ora tutte le eccezioni hanno questo di comune che, cioè, quando la termodinamica classica, esposta nel 1° libro, fa prevedere che un sistema sarà in equilibrio in certe condizioni, esso è, infatti, in equilibrio in quelle condizioni; ma può anch'esser in equilibrio in altre condizioni nelle quali, secondo la teoria, l'equilibrio non dovrebbe sussistere. In altre parole: tutte le volte che la termodinamica classica ci fa prevedere l'impossibilità, per un corpo, di passare da uno stato ad un altro, la modificazione di cui si tratta non può, infatti, esser realizzata sperimentalmente; ma quando la termodinamica classica porta a concludere che un corpo passerà necessariamente da uno stato ad un altro, può darsi che la modificazione annun-

ziata non possa realizzarsi. Si presentano cioè dei fatti, analoghi a quelli che si hanno nella meccanica quando non si tenga conto dell' attrito, della viscosità, delle deformazioni dei corpi.

Si chiamano perciò *falsi equilibri* quelli, che sono sperimentalmente realizzabili quantunque la termodinamica classica li dichiari impossibili; in contrapposto agli *equilibri veri*, che son quelli preveduti da quella teoria.

Nel 2° libro il Duhem abbandonando l'ipotesi che quando si dà lo stato di un sistema, le azioni esterne capaci di mantenerlo in equilibrio in quello stato sieno determinate senza ambiguità da equazioni dette *equazioni d' equilibrio* del sistema, sviluppa e completa le teorie termodinamiche introducendo nelle equazioni un termine nuovo relativo all' attrito, in modo da renderle capaci di dar conto anche degli stati di falso equilibrio. Per render la trattazione più accessibile e per metter meglio in evidenza i concetti che son fondamentali dal punto di vista fisico, sono qui studiati soltanto i sistemi definiti dalla temperatura e da una sola variabile normale; per il caso più generale il Duhem rimanda all' altro suo libro: *Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques*, Paris, A. Hermann, 1896.

Le applicazioni continue che, dei teoremi che mano a mano son dimostrati, vengon fatte a casi particolari semplici, rende ancor più facile l' intelligenza dei metodi esposti, e mostra quanto vantaggio posson trarre i chimici dallo studio della termodinamica. Ma fra di noi, per la inconcepibile avversione che lo studio delle matematiche trova nelle scuole secondarie, e perciò, in generale, fra i cultori delle scienze naturali, pochi saranno coloro che potranno trar profitto da questo libro del Duhem, che presuppone la cognizione degli elementi del calcolo differenziale e integrale. Si rende quindi sempre più manifesta la necessità, che i giovani che si dànno allo studio delle scienze sperimentali acquistino anche fra di noi quelle cognizioni, che sono indispensabili per potersi servire di uno strumento così efficace qual' è, nello studio dei fenomeni naturali, l' analisi matematica.

A. STEFANINI.

RIVISTA

Comptes Rendus, Aprile 1897.

EGOROFF N. e GEOGIEWSKY N. *Sulla polarizzazione parziale delle radiazioni emesse da alcune sorgenti luminose, sotto l' influenza del campo magnetico* (pp. 748-749). — Gli A. hanno studiato mediante l' analizzatore di Savart la polarizzazione parziale di emissione prodotta in alcune sorgenti luminose da un' elettrocalamita di Ruhmkorff.

FLAMY M. *Nuova lampada a cadmio per la produzione delle frangie d' interferenza, a grande differenza di percorso* (pp. 749-752).

GUILLAUME C. E. *Ricerche sugli acciai di nichel-proprietà metrologiche* — (pp. 752-755).

LE BON G. *Natura delle diverse specie di radiazioni prodotte dai corpi sottoposti all' azione della luce* (pp. 755-758). — Quando la luce incontra un corpo qualunque dà origine a due specie di radiazioni oscure: la prima specie di radiazioni è semplicemente costituita dalla luce ordinaria che resta allo stato di residuo sul corpo illuminato ed è identica colla fosforescenza, da cui non differisce che per la sua invisibilità; la seconda specie di radiazioni costituisce quella che l'A. ha chiamato *luce nera* e che differisce dai raggi X per molte proprietà essenziali e specialmente per il modo di propagazione.

L'A. colle sue ricerche precedenti aveva mostrato l' azione fotografica della luce nera, ma per togliere le varie obbiezioni opposte alle sue esperienze: calore, pressione, infiltrazioni di luce ecc., l'A. ora si è valso della considerazione fatta dal De Heen che per tali esperienze è condizione necessaria di riuscita una leggera velatura della lastra fotografica prima dell' esposizione, ed espone la seguente esperienza:

Si prenda un chassis 9 $\times$ 12 per positive e si sostituisca la sua lastra di vetro con una di ebanite levigata, dello spessore da $\frac{5}{10}$ a $\frac{7}{10}$ di mm. Sulla faccia esterna di questa lastra si incollino delle lettere tagliate da un foglio metallico di $\frac{1}{4}$ mm. di spessore: quindi nel gabinetto oscuro si prenda una lastra sensibile che si fa velare leggermente coll' aprire per un istante la lanterna, e quindi s' introduca la lastra nel suddetto chassis, a contatto col-

l' ebanite che la separa dalle lettere metalliche. Dopo ciò l'A. espone lo chassis alla luce per circa tre ore ed ottiene immancabilmente, dopo lo sviluppo, l' impressione nera intensa delle lettere nere che staccano sul fondo chiaro.

L' ebanite può essere sostituita da un corpo opaco qualunque, ma allora occorre prolungare la posa. Illuminando lo chassis con luce monocromatica, l'A. ha trovato che la luce rossa è la più attiva.

L'A. termina rilevando che se fosse vero, com' egli ritiene, che tutte le volte che i corpi sono incontrati dalla luce, danno origine ad una forma particolare d' energia, ne seguirebbe che questa specie d' energia, sì poco conosciuta, sarebbe una delle più diffuse dell' universo.

ABRAHAM H. *Oscillografo a induzione* (pp. 758-761).

BECQUEREL H. *Sulla legge della scarica nell' aria dell' uranio elettrizzato* (pp. 800-803). — L'A. ha effettuato diverse serie di esperienze relative alla variazione spontanea, col tempo, del potenziale di una sfera d' uranio metallico, di $13^{mm},7$ di diametro, isolata, e comunicante coll' ago di un elettrometro a quadranti isolato colla paraffina. La quantità di elettricità $\frac{dQ}{dt} = C\frac{dV}{dt}$ che un sistema elettrizzato perde in 1" è al tempo stesso funzione della capacità C e della velocità di caduta del potenziale $\frac{dV}{dt}$: nel caso attuale i resultati sperimentali, mantenendo costante la capacità del sistema, sono rappresentati dall' espressione

$$\frac{dV}{dt}\left(a + \frac{b}{V}\right) = -1$$

dove a e b sono costanti, i cui valori dipendono dalle superficie d' emissione e dal mezzo ambiente.

MARAGE M. *Fotografia delle fiamme di Koenig* (pp. 811-813). — L'A. ha usato il gas acetilene e si è servito di un apparecchio di Marey nel quale la lastra sensibile si sposta davanti all' obbiettivo. Con tal metodo la fiamma non è più agitata dalla massa d' aria che vien trascinata dagli specchi rotanti e quindi le immagini ottenute sono molto nitide. L'A. ha ottenuto le immagini delle fiamme in tutta la loro estensione ed ha potuto constatare che per ogni vocale la fiamma non è unica e non si separa soltanto nella sua estremità superiore in due, tre o quattro parti, ma ogni fiamma è indipendente: ad ogni vibrazione la fiamma sortiva bruscamente e si spengeva per poi di nuovo rifulgere.

Foveau de Courmelles e Seguy G. *Esperienze fatte sopra un nuovo apparecchio catodico, generatore di raggi X e a diverse ampolle inserite sopra uno stesso circuito gassoso* (pp. 814-815).

Crookes W. *Sull' azione fisiologica dei raggi X* (p. 855). — L'A. conferma le osservazioni fatte da Sorel e soggiunge che l'azione fisiologica molto energica, spesso operata dai raggi X dipende, sino a un certo punto, dall' idiosincrasia dello sperimentatore.

Agafonoff V. *Comparazione fra l' assorbimento presentato dai mezzi cristallizzati dei raggi luminosi e dei raggi Röntgen* (pp. 855-857). — L'A. ha usato il metodo fotografico ed ha trovato che esiste una specie di opposizione fra l' assorbimento dei raggi luminosi e quello dei raggi Röntgen. I solfati, molto trasparenti per la luce ultravioletta, sono, in generale, d' una estrema opacità per i raggi di Röntgen; il contrario avviene della maggior parte delle combinazioni organiche.

Perrigot. *Sulla luce nera* (pp. 857-859). — L'A. confuta la nota precedente del Le Bon, spiegando le sue esperienze colla trasparenza dell' ebanite per la luce bianca e col fenomeno dell' inversione delle immagini fotografiche, del quale A. e L. Lumière hanno stabilito la legge completa.

Le Bon G. *Sulle proprietà elettriche delle radiazioni emesse dai corpi sotto l' influenza della luce* (pp. 892-895). — L'A. replica alle obbiezioni del Perrigot esponendo una esperienza che toglie il dubbio della trasparenza dell' ebanite per la luce bianca.

In seguito l'A. descrive alcune sue ricerche relative alla proprietà elettro-dispersiva della luce nera, dalle quali ha dedotto che tutti i corpi colpiti dalla luce provocano la dispersione elettrica, negativa o positiva. La dispersione è molto più rapida se la carica dell' elettroscopio era negativa; la velocità di scarica varia colla natura e colla levigatura dei corpi.

Borgman J. J. *La termoluminescenza provocata dai raggi di Röntgen e i raggi di Becquerel* (pp. 895-896). — L'A. ha adoperato, secondo Hoffmann, un miscuglio di $CaSO + 5\ \%\ M_{n}SO_{4}$ ben calcinati. La massa non dava fosforescenza nè termoluminescenza alcuna neppure sotto l' azione prolungata della luce di una lampada ad arco; ma la sua termoluminescenza era provocata energicamente dai raggi X e da quelli emessi per vari giorni dal solfato doppio di uranile e potassio sottoposto all' azione dei raggi ultravioletti.

E. Castelli.

Annales de Chimie et de Physique.

Serie VII, tomo 10, Febbraio e Marzo 1897.

De Gramont A. *Spettri di dissociazione dei sali fusi. Metalloidi: cloro, bromo, iodio* (pp. 214-234). — Senza ricorrere ai tubi del Plücker e del Salet l'A. ha ottenuto, molto semplicemente, gli spettri dei metalloidi alla pressione ordinaria e nell' aria, approfittando del fatto che la maggior parte dei sali fusi danno, sotto l'azione della scintilla d'un condensatore a gran capacità, degli spettri in cui ogni corpo è rappresentato dalle righe caratteristiche del suo proprio spettro.

Le righe del metallo contenuto nel sale, che vien dissociato dalla scintilla, servono anzi di confronto. Altri sperimentatori hanno pure descritto gli spettri dei metalli prodotti per mezzo dei loro sali, ma se non hanno mai avvertito gli spettri dei metalloidi, è perchè hanno usato condensatori troppo piccoli, specialmente riguardo alla potenza dei rocchetti adoperati.

La disposizione dell' A. è la seguente: Due grossi fili di platino sono resi piani ad una estremità, e poi messi tra loro ad angolo acuto, al vertice del quale, fra le parti piane, trovasi il sale mantenuto in fusione da un bruciatore Bunsen. I fili sono in comunicazione con le armature d' un condensatore di superficie da $m.^2$ 0,46 a $m.^2$ 0,70, posto in quantità nel circuito esterno d' un rocchetto.

Con tale disposizione l' esame spettrale può essere assai prolungato, senza aver bisogno d' adoprare nuova sostanza; le righe del platino poi appariscono raramente.

Lo spettroscopio adoprato è a visione diretta, è molto dispersivo e accuratamenle graduato, in modo che, per mezzo di curve di trasformazione delle letture della scala, si hanno le lunghezze d' onda riferite allo spettro fotografico di Rowland.

L'A. descrive minutamente gli spettri del cloro, bromo e iodio che ha ottenuto usando varii composti chimici di tali metalloidi, ed osserva che i tre spettri hanno le righe più caratteristiche nel verde e nell' azzurro. La complessità e l' estensione dello spettro crescono dal cloro all' iodio, nello stesso senso dei pesi atomici.

Villard P. *Studio dei gas liquefatti* (pp. 387-432). — La maggior parte dei gas, dopo un conveniente trattamento chimico, possono contenere, come impurità, soltanto l' azoto, l' idrogeno o l' aria. L'A. toglie anche questi nel modo seguente: Con mezzi opportuni il gas è liquefatto in un recipiente, nel quale poi vien bollito prolungatamente in modo che i vapori, che escono nella

atmosfera da un apposito robinetto, trascinano la massima parte dei gas permanenti disciolti. Il liquido così purificato è distillato accuratamente in un secondo tubo, nel quale vien fatto di nuovo bollire in modo da cacciare le ultime traccie d' aria. Così operando l'A. ha ottenuto del protossido d' azoto, dell' anidride carbonica e dell' etilene molto puri, sui quali ha poi sperimentato.

Nella prima parte del suo lavoro l'A. tratta della misura delle forze elastiche massime dei gas liquefatti; misura che ottiene mettendo un tubo, contenente da 8 a 10^{cc} di gas liquefatto e puro, in comunicazione con uno speciale manometro, convenientemente graduato, e lasciando poi stabilirsi la forza elastica massima sia per evaporazione sia per condensazione. Questo metodo è preferibile a quello che consiste nel chiudere un gas sotto pressione ordinaria in un tubo in cui si comprime fino a liquefarlo; poichè in tal modo la riduzione considerevole di volume che il gas deve subire per giungere allo stato di vapore saturo accresce molto l' influenza delle traccie d' aria contenuta nel gas, proveniente dalle pareti del tubo, o portata dal mercurio che serve a comprimere.

L' A. sperimenta sull' anidride carbonica, sul protossido d' azoto, sull' etilene e sull' acetilene.

Nella seconda parte comincia col fare un confronto fra la teoria della liquefazione dei gas e l' esperienza, esaminando la ipotesi di vari sperimentatori, e giunge a concludere che la negazione dell' esistenza dello stato gasoso al di sopra della temperatura critica conduce a conclusioni difficilmente sostenibili, e l'ipotesi d'Andrews rende facilmente conto dei resultati dell'esperienza che ha servito di base alla teoria della persistenza dello stato liquido.

Ripete poi le esperienze di Cailletet e Colardeau sull'anidride carbonica semplice e su quella colorata dall' iodio, e trova molti ed interessanti risultati.

Con uno speciale tubo Natterer portante due termometri, uno in alto, che si trova nel vapore, e l' altro in basso, che si trova nel liquido, l'A. fa molte esperienze che è impossibile riassumere qui brevemente, e discute i risultati ottenuti.

G. Ercolini.

Wiedemann Annalen. Vol. 60, N. 3, 1897.

Nichols E. F. *Sulle proprietà del quarzo rispetto ai raggi di grande lunghezza d' onda, studiate col metodo radiometrico* (pp. 401-417). — Lo spettro è ottenuto per mezzo di un prisma, cui i

raggi arrivano da uno specchio piano che li riceve da uno specchio concavo nel cui fuoco principale è situata la fenditura del collimatore. In questo modo il cannocchiale può esser tenuto fermo, e ruotando il prisma si può portare di fronte al reticolo successivamente tutto lo spettro. Questa disposizione è necessaria col metodo del radiometro, strumento che mal si presta ad essere spostato durante le misure.

Il radiometro è costituito essenzialmente da due alette di mica portate da un filo di quarzo cui è fissato anche uno specchietto per la lettura delle deviazioni. Le alette son contenute in un recipiente unito ad una pompa a mercurio. I raggi calorifici arrivano alle alette dopo avere attraversato una lamina di spato fluore che chiude una finestra praticata nella parete del recipiente ed una seconda lamina di mica, situata a piccola distanza dall'asse di rotazione del radiometro. La distanza dalle alette alla lamina ora detta di mica, e la pressione dominante nel recipiente, determinano la sensibilità dello strumento, che si può variare entro certi limiti.

Con questo apparecchio l'A. ha studiato la riflessione, la dispersione e la trasparenza del quarzo per lunghezze d'onda da $\lambda = 4{,}2\,\mu$ a $\lambda = 8{,}05\,\mu$; ed ha trovato che fra $7{,}4\,\mu$ e $8{,}2\,\mu$ le proprietà del quarzo passano da quelle di un corpo non metallico a quelle dei metalli. Infatti, per $\lambda = 7{,}4\,\mu$ la riflessione è minore di $^1/_3$ per $^0/_0$ e per $\lambda = 8{,}1\,\mu$ è invece uguale a quella dell'argento levigato per raggi ultravioletti; e l'assorbimento da $\lambda = 8{,}05$ in poi diviene uguale a quello dei metalli.

Rubens H. e **Nichols E. F.** *Ricerche sui raggi calorifici di grande lunghezza d'onda* (pp. 418-862), — Per separare dal complesso dei raggi ultrarossi emessi da una sorgente calorifica, quelli che corrispondono a una determinata porzione dello spettro, gli A. hanno profittato della riflessione metallica che presentano i corpi. Se, cioè, i raggi calorifici si riflettono n volte su di uno stesso corpo, ad ogni riflessione successiva restano nel fascio riflesso più specialmente quei raggi pei quali la sostanza adoperata presenta la riflessione metallica; e se r è il potere riflettente per questi raggi, ρ quello pei raggi ordinari, i il rapporto fra le intensità delle due specie di raggi emessi dalla sorgente, dopo n riflessioni il valore di quel rapporto diviene

$$i_n = i \left(\frac{r}{\rho}\right)^n ;$$

ponendo $r/\rho = {}^1/_{20}$, per $n = 5$ si ha $\frac{i_n}{i} = \frac{1}{3200000}$ mentre l'intensità dei raggi riflessi metallicamente non è quasi affatto cambiata.

Così, nel fascio riflesso definitivo si trovano quasi esclusivamente i raggi che hanno una lunghezza d'onda corrispondente a quella, per la quale la sostanza presenta riflessione metallica, cioè grandissimo potere assorbente.

Lo studio dell'intensità dei raggi riflessi fu eseguito sia col metodo bolometrico, sia con quello radiometrico descritto nella Nota precedente, e fu esteso ad 11 sostanze: quarzo, mica, spato fluore, salgemma, silvina, crown, flint, solfo, allume, ceralacca e spato calcare. Soltanto le prime 3 mostrarono una decisa riflessione metallica; pel salgemma fu assai piccola; per le altre sostanze, almeno fino a $\lambda = 20\,\mu$ non fu potuta costatare.

Mediante la formula Ketteler-Helmholtz

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M}{\lambda_2^2 - \lambda^2}$$

gli A. hanno calcolato il valore di b^2; e, come già trovò il Paschen per lo spato fluore, questo valore pel flint, pel quarzo, pel salgemma e per la silvina resulta molto prossimamente uguale alla costante dielettrica.

Come fu mostrato da Garbasso (*N. Cim.* (4), 1, p. 186) una serie di risonatori paralleli riflette le onde elettriche se il periodo proprio dei risonatori è accordato con quello delle onde incidenti: gli A. vollero perciò provare se, con reticolati sottili di argento deposto chimicamente sopra lastre di vetro, si poteva avere un resultato analogo per le onde dello spettro ultrarosso da essi studiato; e fu infatti costatato sperimentalmente che ciò ha luogo.

KOHLRAUSCH F. *Su un termometro per temperature molto basse, e sulla dilatazione termica dell'etere di petrolio* (pp. 463-467). — Un termometro ordinario, con bulbo di vetro, pieno del miscuglio di idrocarburi che è conosciuto col nome di etere di petrolio, serve a indicare le temperature fino a quella dell'ebollizione dell'aria alla pressione atmosferica (— 188°). Quantunque i singoli componenti il miscuglio anzidetto, con molta probabilità, si solidificassero tutti a quella temperatura, per l'abbassamento del punto di congelazione dovuto all'azione reciproca l'etere di petrolio resta sempre assai scorrevole, e se il raffreddamento non è troppo rapido la colonna liquida segue regolarmente, senza spezzarsi, la contrazione della massa.

L'etere di petrolio possiede un notevole coefficiente di dilatazione termica (da 0,00111 a — 188°, a 0,00148 a + 30°); ed è la sostanza che, ad eccezione dei gas e dei liquidi in prossimità del loro punto critico, presenta la maggior variazione, conosciuta fin qui, del volume al variar della temperatura.

Völlmer B. *Azione dell' acido cloridrico sopra il sodio metallico a basse temperature* (pp. 468-477). — Dopo aver confermato l'osservazione fatta dal Pictet che a — 80° il sodio metallico resta immobile, senza apparente reazione chimica, al di sopra dell' acido cloridrico, l'A. ha voluto ricercare le cause di questo fatto. Misure della conduttività elettrica mostrano che a — 80° l'acido cloridrico ha una resistenza circa 35 volte maggiore che a 18°; l'attrito interno, a — 80° è circa 55 volte maggiore che a 18°; e una coppia formata da Na | HCl | Pt possiede a — 80° la f. e. m. di 3,018 volta. Perciò anche a questa temperatura di — 80° la tensione di soluzione del sodio è assai grande; e la piccola conduttività dell' acido cloridrico più che a mancanza di dissociazione parrebbe doversi ascrivere all' aumento che si ha nella resistenza al movimento degli ioni.

L'A. conclude perciò che a — 80° l'azione chimica fra Na e HCl è lentissima, ma non è nulla: e infatti dopo qualche tempo si presentano delle bollicine gassose, che accennano all' esistenza della reazione.

Brandes G. e Dorn E. *Sulla visibilità dei raggi di Röntgen* (pp. 478-490). — Poichè dalle ricerche di Salvioni e da quelle di Dariex e de Rochas resulta che i mezzi dell' occhio, specialmente il cristallino, sono poco trasparenti ai raggi X, gli A. vollero sottoporre all' esperienza un' ammalata (della clinica del Dottor Braunschweig) cui era stato asportato il cristallino dai due occhi; soltanto all' occhio destro era rimasta la porzione posteriore del cristallino. I raggi X eran prodotti da un tubo col fondo coperto da ioduro di rubidio, il cui grado di rarefazione corrispondeva a una distanza esplosiva nell' aria di cm. 5,5, attivato da un rocchetto che dava una scintilla di 40 cm.: i raggi X erano perciò molto intensi.

L' ammalato dichiarò di percepire una distinta luminosità all' occhio sinistro. Però questa sensibilità per i raggi X fu costatata non solo in quell' ammalata, ma anche in ambedue gli A., e in oltre 3 persone che avevano l' occhio normale. La sensazione persisteva interponendo un sottil diaframma metallico: cessava interponendo una lastra di vetro fra gli occhi e la sorgente dei raggi X; ma non si ebbe nessuna sensazione con altri tubi, con rarefazione corrispondente a una distanza esplosiva nell' aria minore di quella su indicata, nè da altri con anticatodo di platino.

Gli A. descrivono le sensazioni luminose prodotte dai raggi X, che variano alquanto da una persona ad un' altra, ed espongono le ricerche fatte per spiegarle. Da tali ricerche si deduce che quando i raggi X sono molto intensi, il cristallino non è per essi

più opaco degli altri mezzi dell' occhio e che la sensazione luminosa non può attribuirsi a fluorescenza destata o nella retina o nelle parti anteriori dell' occhio: sembra perciò dovuta ad un' eccitazione diretta delle terminazioni nervose.

GOLDSTEIN E. *Sulla colorazione di alcuni sali prodotta dai raggi catodici* (pp. 491-499). — Riferendosi alle sue precedenti ricerche (*N. Cim.* (4), 2, p. 201) e riserbandosi di comunicare i resultati di queste attuali per quanto concerne i fenomeni che si osservano durante l' azione dei raggi catodici su alcuni sali; l'A. riferisce di aver osservato che la decolorazione che subiscono quei sali dopo che l' azione dei raggi catodici è cessata si deve attribuire all'azione della luce. Conservati all'oscuro, quei sali conservano inalterata per più mesi la colorazione ricevuta nel tubo di scarica.

Ed un' azione decolorante la esercita anche il riscaldamento; e perciò il colore si conserva tanto più a lungo nell' oscurità, quanto più bassa è la temperatura. Il cloruro di sodio poi presenta anche la proprietà di cambiar di colore a seconda della temperatura cui è portato: quello che a temperatura ordinaria ha ricevuto dai raggi catodici una colorazione gialla, portato alla temperatura della fiamma Bunsen dapprima diventa rosso, e scaldando ancor più prende una tinta bluastra.

In un lavoro ulteriore l'A. indicherà le spiegazioni che egli dà di questi fenomeni: intanto però mantiene quelle già esposte nei lavori precedenti.

DRUDE P. *Anomalie elettriche e costituzione chimica* (pp. 500-509). — L'A. mostra che il potere dispersivo anormale che presentano certe sostanze per le onde elettriche di media lunghezza ($\lambda = 75$ cm.) (cfr. *N. Cim.* (4), 4, p. 184) è legato con la costituzione chimica, e intanto, dalle esperienze finora eseguite conclude che il presentarsi di quella anomalia è legato certamente con la presenza del gruppo OH. Quest' anomalia si presenta anche nelle sostanze allo stato solido.

WIEDEMANN E. e SCHMIDT G. C. *Sulle così dette superficie d' interferenza al catodo e sulla ripulsione elettrostatica dei raggi catodici* (pp. 510-518). — Gli A. descrivono delle esperienze dalle quali resulta che la deviazione dei raggi catodici per mezzo di un corpo carico di elettricità, che fu descritta dal Jaumann (*N. Cim.* (4), 5, pag. 328) si può spiegare come derivante non da un' azione diretta di una carica elettrica sui raggi catodici, ma come un' azione secondaria dovuta a modificazioni che quella carica produce nel campo in cui i raggi si propagano.

KÖNIG W. *Apparato di rotazione elettromagnetico* (pp. 519-522). — L' apparecchio serve a mostrare la rotazione di un polo

magnetico sotto l' azione di una corrente, ed è costruito secondo un principio accennato da Fleischmann. Consiste in 3 magneti permanenti a ferro di cavallo, disposti in modo da aver tutte le branche omonime, per es. quelle nord, sull' asse di rotazione verticale e le altre sud distribuite simmetricamente attorno all' asse. Questo sistema di magneti è sospeso ad un filo; e la corrente è condotta attorno alle branche assiali mediante un tubo che le circonda, e nel quale arriva per mezzo di contatti mobili, che pescano in due pozzetti circolari di mercurio.

Quando passa una corrente molto intensa pel tubo (da 10 a 20 amp.), se il tubo e i magneti sono indipendenti si mettono ambedue in rotazioni opposte; se son riuniti insieme resta tutto fermo, dimostrando così l' uguaglianza fra i valori assoluti dei due momenti di rotazione.

Loomis E. H. *Punto di congelamento delle soluzioni acquose diluite* (pp. 523-546). — Nell' inverno 1895-96 l'A. eseguì nuove determinazioni del punto di congelamento di molte soluzioni, e per la temperatura più bassa che dominò allora, fu possibile tenere la temperatura dell' ambiente per diversi giorni vicina a 3^0, ciò che permise di ridurre circa alla metà gli errori sperimentali in confronto delle misure fatte gli anni anteriori (cfr. *N. Cim.* (3), 35, pag. 204 e (4), 4, pag. 58).

Per tutti i cloruri l' abbassamento molecolare presenta un minimo, che è specialmente distinto per i cloruri di Mg, Sr, Ca e Ba.

Per il tetracloruro di stagno e pel silicato di sodio in diluizione estrema gli abbassamenti molecolari son molto maggiori di quelli indicati dalla teoria di Arrhenius; e si potrebbe ritenere che lo $SnCl_4$ si comportasse, nelle soluzioni molto diluite, come un miscuglio di $SnCl_2 + 2\,HCl$.

Gli acidi acetico, ossalico, succinico, tartarico e citrico presentano le proprietà dei non elettroliti; l' acido acetico soltanto, nelle soluzioni concentrate si comporta come i non elettroliti.

I resultati trovati dall'A. sono in accordo con la teoria di Arrhenius per LiCl, $CaCl_2$, $SrCl_2$, $C_2H_4O_2$, $C_4H_6O_6$, $C_4H_6O_4$; ma vi è disaccordo per HNO_3, KOH, NaOH. Questo disaccordo peraltro diminuisce per le concentrazioni maggiori, e ciò farebbe ritenere che vi sia una causa d' errore inerente al metodo stesso delle soluzioni, ma non ancora conosciuta.

Loomis E. H. *Sul peso specifico e sulla conduttività elettrica di alcune soluzioni normali* (pp. 547-551). — Per le soluzioni normali di NaOH, KOH, HCl, H_2SO_4, HNO_3 e $(COOH)_2$, le diverse tabelle dànno valori non concordanti. L' A. ha perciò cre-

duto opportuno di fare delle determinazioni dirette del peso specifico e della conduttività elettrica specifica, ed ha ottenuto i resultati seguenti:

	Peso specifico $\frac{18^0}{4^0}$	K × 10^7
NaOH	1,0418	145
KOH	1,0481	170
HCl	1,0165	279
HNO_3	1,0324	278_5
½ H_2SO_4	1,0306	183
½ $(COOH)_2$	1,0199	55

La conduttività specifica K è riferita a quella del mercurio a 4° c.

Braun F. *Su un metodo per dimostrare e per studiare il periodo variabile delle correnti* (pp. 552-559). — La corrente da studiare si fa passare per una piccola elettrocalamita, che si avvicina ad un fascio di raggi catodici prodotti in un tubo appositamente costruito. Questo tubo consiste in una regione cilindrica, lunga 26 cm., nella quale i raggi catodici si producono, chiusa da un diaframma d'alluminio, e in un'altra porzione a forma di pera, lunga 19 cm., che contiene una lamina di mica spalmata di una sostanza fosforescente. I raggi catodici che attraversano la fenditura del diaframma, vengon deviati dall'elettrocalamita, e lo spostamento della macchia fosforescente, osservato su uno specchio ruotante, fa conoscere le oscillazioni della corrente che attraversa l'elettrocalamita.

La Nota è corredata di una serie di curve, rappresentanti i resultati ottenuti con varie forme di correnti variabili, e le azioni dell'induzione, della capacità, della polarizzazione.

Voigt W. *Sulla posizione dei pennacchi oscuri nei cristalli pleocroici a due assi* (pp. 560-562). — L'A. mostra che in tutti i cristalli rombici, e in alcuni di quelli monoclini si trovano in un piano perpendicolare a quello degli assi ottici; ma che ciò non vale per i cristalli triclini e per quelli monoclini i cui assi ottici sono in un piano normale a quello di simmetria.

Glan P. *Ricerche teoriche sui corpi elastici e sulla luce* (pp. 563-576). — È la 12ª parte di questa Memoria, che tratta delle vibrazioni circolari nei cristalli. A. Stefanini.

INDICE (*seguito*).

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

(E. Castelli). **Comptes Rendus.** Aprile 1897.

(*Segue l' indice nella pagina precedente*).

[SER]IE IV. - Tomo VI. Ottobre 1897

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie ~~gratis agli Autori~~.

Del « Nuovo Cimento » si pubblica ogni mese un fascicolo di 80 pagine.

Gli abbonamenti sono obbligatori per un anno e si intendono rinnovati, quando non siano disdetti entro il Dicembre. — ***Devono pagarsi anticipatamente.***

PREZZO DELL' ABBONAMENTO ANNUO.

In Italia	L. 15,00
All' Estero	„ 18,00

Per domande di abbonamenti, e per tutto quanto riguarda l'Amministrazione del Giornale rivolgersi all' amministratore *P. Salvioni, Tipografia Pieraccini* — Via del Monte, 12, Pisa.

Tutto quanto riguarda la parte scientifica del Giornale deve essere diretto alla « *Direzione del Nuovo Cimento* — PISA. »

L' Amministrazione del « NUOVO CIMENTO » ha uno speciale **Ufficio di Annunci**, per dare pubblicità a libri ed opere scientifiche, non che a prodotti di fabbriche nazionali ed estere.

Questa pubblicità vien fatta nella copertina del giornale e in fogli aggiunti a colori, ai seguenti prezzi:

	pagina	1|2 pag.	1|4 pag.	1|8 pag.
Per un trimestre L.	50	28	15	10
» semestre »	80	50	30	18
» anno »	130	80	45	25

Si fanno poi speciali accordi per l' inserzione fra le pagine del giornale, di annunzi già stampati.

Il « NUOVO CIMENTO » è l' **unico** giornale di fisica sperimentale italiano; esso è diffuso in tutte le Università ed Istituti Superiori d' Istruzione italiani ed esteri; nei Licei, negli Istituti tecnici, nelle Scuole militari e navali ec. ec., è quindi superfluo far risaltare i vantaggi che arrecherà alle Case commerciali il farsi conoscere ed il dar notizia delle loro specialità su di esso.

L' AMMINISTRATORE

P. Salvioni

N.B. *Per richieste di annunzi, trattative ec. rivolgersi sempre all'* **Amministrazione del “ NUOVO CIMENTO ,,** *Via del Monte, 12,* **PISA.**

SULLA MISURA DELL' UMIDITÀ ATMOSFERICA COL PSICROMETRO A VENTILATORE,

del Dott. G. B. RIZZO.

1. Nella meteorologia italiana l' umidità dell' aria si determina generalmente col psicrometro: e siccome alcuni autorevoli scrittori di cose meteorologiche hanno sollevato dei dubbi intorno all' esattezza di questo strumento, ho creduto opportuno di farne un nuovo studio per determinare con metodi più precisi quale fiducia meritino le indicazioni del psicrometro quando è adoperato nelle condizioni in cui si impiega ordinariamente presso di noi.

È un fatto generalmente noto che esponendo all' aria un corpo inumidito d' acqua, questo si raffredda; ma il merito di aver intuito la vera natura del fenomeno, determinandone la causa, spetta al Cullen [1]), dotto professore di medicina dell' Università di Glasgow, il quale asserì, senza poterlo dimostrare completamente, che il freddo prodotto è dovuto alla evaporazione dell' acqua e che questo è tanto maggiore quanto più l' aria ambiente è secca e calda. Allora Hutton [2]) pensò di far servire alla misura della umidità atmosferica il freddo prodotto dalla evaporazione dell' acqua, e alcuni anni più tardi, cioè nel 1799, il Leslie [3]) si valse del suo termoscopio differenziale per farne un igrometro.

Nel 1823 J. Daniell [4]) pubblicò un saggio, in cui era discusso questo metodo di determinazione dell' umidità atmosferica. Egli era forse troppo tenero per il suo igrometro a condensazione, che aveva trovato alcuni anni prima [5]) e perciò non fece buon viso al nuovo strumento, e concluse il suo studio dicendo:

1) Cullen. Essays and Observations physical and literary v. 2.
2) James Hutton. Dissertations on different Subjects in Nat. Philos. 1792.
3) Nicholson' s Journal of Nat. Philosophy, t. 3°.
4) Daniell. Meteorological essays and observations, 1823.
5) Vedi Quarterly Journal of Science, 1820.

1.° Essere troppo brevi le sole scale dei termometri, cosicchè gli errori probabili di osservazione conducono a gravi errori nel risultato, specialmente quando là temperatura sia vicina al punto di gelo.

2.° Doversi temere che le indicazioni dello strumento, le quali avrebbero da dipendere unicamente dalla temperatura e dalla umidità dell' aria, non vengano alterate dallo stato elettrico dell' atmosfera; la qual cosa spiegherebbe perchè talvolta succeda che la temperatura del termometro bagnato sia più alta della temperatura del termometro asciutto, « come gli era accaduto di vedere in tutta una serie di esperienze [1]) ».

3.° I valori della umidità misurati con questo igrometro non coincidere sempre coi valori ottenuti direttamente mediante uno strumento a condensazione.

Gli appunti che Daniell faceva all' igrometro ad evaporazione erano veramente gravi; ma quando egli pubblicò il suo Saggio, Ivory [2]) aveva già esposto per il primo una vera teoria dello strumento, deducendone una formola adatta per il calcolo delle osservazioni. Egli, dopo aver detto che le esperienze di Leslie dimostrano come l' abbassamento del termometro bagnato dipenda unicamente dal vapor d' acqua contenuto nell' atmosfera, pone nettamente la questione nei termini seguenti: *Quale relazione passa fra l' abbassamento del termometro e la tensione del vapor acqueo nell' atmosfera ?*

« Supponiamo, egli dice, che la temperatura del termometro bagnato sia stazionaria e che l' aria aderente al bulbo ne prenda la temperatura saturandosi di vapore; e siamo condotti al seguente problema: una data quantità d' aria sotto una data pressione, avente una data temperatura e contenente del vapore d' acqua ad una tensione sconosciuta si raffredda finchè quel vapore saturi l' aria che lo contiene: si domanda la tensione primitiva del vapore.

« Sia H la pressione barometrica, t la temperatura iniziale, t' la temperatura finale del termometro bagnato. Sia ω il peso

1) Aggiungo subito qui che l' anomalia osservata da Daniell, doveva essere prodotta dalla irradiazione del calore, come osservò in seguito il Kämtz.

2) Ivory. On Hygrometer of evaporation. Philosophycal Magazine, 1822.

dell' unità di volume di vapor acqueo alla temperatura di 0°
e alla pressione normale: alla temperatura t e alla tensione
f sarà

$$\frac{\omega}{1+\alpha t}\,\frac{f}{760}.$$

« Lo stesso volume di aria secca, che come ha dimostrato
Dalton ha una densità $\frac{8}{5}$ rispetto al vapore di acqua, avendo
una tensione di $H-f$ peserà

$$\frac{8}{5}\,\frac{\omega}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}$$

e il peso dell' unità di volume dell' aria umida sarà:

$$\frac{8}{5}\,\frac{\omega}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}+\frac{\omega}{1+\alpha t}\,\frac{f}{760}.$$

« Se indichiamo con y e x i calori specifici dell' aria e
del vapor acqueo, la quantità di calore abbandonata dal miscuglio quando si raffredda fino alla temperatura t' sarà espressa da

$$\left(\frac{8}{5}\,\frac{\omega\,.\,y}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}+\frac{\omega\,.\,x}{1+\alpha t}\,\frac{f}{760}\right)(t-t').$$

« Ora noi sappiamo che questo calore va impiegato a far
evaporare l' acqua che imbeve la mussola del termometro bagnato, quindi se indichiamo con λ il calore medio di evaporazione dell' acqua fra le temperature t e t' il peso del vapor
d' acqua che si forma verrà espresso da

$$\left(\frac{8}{5}\,\frac{\omega\,.\,y}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}+\frac{\omega\,.\,x}{1+\alpha t}\,\frac{f}{760}\right)\frac{t-t'}{\lambda}.$$

« Quindi noi avremo il seguente peso di aria secca con
vapor acqueo alla tensione di F' e alla temperatura comune t':
cioè

$$\frac{8}{5}\,\frac{\omega}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}$$

$$+\left(\frac{8}{5}\,\frac{\omega y}{1+\alpha t}\,\frac{H-f}{760}+\frac{\omega x}{1+\alpha t}\,\frac{f}{760}\right)\frac{t-t'}{\lambda}+\frac{\omega}{1+\alpha t}\cdot\frac{f}{760}$$

che può anche mettersi sotto la forma

$$\frac{8}{5}\frac{\omega}{1+\alpha t'}\frac{H-F'}{760}+\frac{\omega}{1+\alpha t'}\frac{F'}{760}.$$

« Ora osserviamo che in queste due formole, le quali danno il peso totale del miscuglio, il primo termine esprime in entrambe il peso dell' aria secca ed evidentemente si avrà

$$\frac{H-f}{1+\alpha t}=\frac{H-F'}{1+\alpha t'};$$

dalla quale formola si deduce

$$\frac{1-\frac{f}{H}}{1-\frac{F'}{H}}=\frac{1+\alpha t}{1+\alpha t'}$$

e

$$\left(1-\frac{f}{H}\right)\left(1-\frac{F'}{H}\right)^{-1}=(1+\alpha t)(1+\alpha t')^{-1}.$$

Le frazioni $\frac{f}{H}$ e $\frac{F'}{H}$ sono molto piccole e perciò svolgendo in serie il primo membro dell' equazione scritta potremo trascurare il loro prodotto; così si ottiene

$$f-F'=A\,H\,(t'-t)+\ldots».$$

Ho riferito quasi per intero la discussione dell' Ivory per mostrare come era stato risolto dai fisici inglesi il problema della determinazione dell' umidità atmosferica mediante l' igrometro ad evaporazione; prima ancora che prendesse a studiarlo l'August che doveva cambiarne il nome ed esserne riputato l' inventore.

2. August pubblicò il suo studio sull' igrometro a bulbo bagnato, che gli piacque di chiamare col nome di Psicrometro, nel 1825 [1]) e cercò anch' egli di stabilire su considerazioni teoriche una formola per calcolare la forza elastica del vapor acqueo contenuto nell' aria dalle temperature segnate dai due

1) Poggendorff's Annalen, 1825.

termometri. August ammette che il bulbo bagnato del psicrometro sia circondato da uno strato d' aria, che ha la stessa temperatura di esso ed è saturo di umidità, e suppone che tutti gli strati d' aria, i quali vengono a contatto col bulbo con una temperatura superiore, cedano una parte del loro calore al bulbo, producendo un' evaporazione su di esso e quindi abbassandone la temperatura. La temperatura di equilibrio si stabilisce per uguaglianza di queste due quantità di calore.

Chiamando con ω il peso di uno straterello di aria nelle condizioni normali, lo strato che circonda la bolla umida ha in peso

$$\omega \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{F'}{760} .$$

E il vapore contenuto in quello strato è la somma di quello che già vi era nell' aria e quello si è prodotto per evaporazione, cioè chiamando con δ la densità del vapor acqueo riferita all' aria

$$\omega \delta \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{f}{760} + \omega \delta \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{F'-f}{760} .$$

Inoltre conservando le notazioni prima adoperate, il calore ceduto dall' aria secca e dal vapor acqueo sarà espresso rispettivamente da

$$\omega y \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{H-F'}{760} (t-t') : \quad \text{e da} \quad \omega \delta x \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{f}{760} (t-t')$$

e il calore assorbito dal vapore prodotto sarà espresso da

$$\omega \delta \lambda \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{F-f}{760} .$$

Ora il calore assorbito essendo uguale alla somma del calore somministrato si avrà:

$$\omega \delta \lambda \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{F'-f}{760} = \omega y \frac{1}{1+\alpha t'} \frac{H-F'}{760} (t-t') + \omega \delta x \frac{f}{1+\alpha t'} \frac{t-t'}{760}$$

o più semplicemente

$$\delta \lambda (F'-f) = [y (H-F') + \delta x f] (t-t')$$

che dà

$$f = \frac{1 + \frac{y}{\delta\lambda}(t - t')}{1 + \frac{x}{\lambda}(t - t')} F' - \frac{\frac{y}{\delta\lambda}(t - t')}{1 + \frac{x}{\lambda}(t - t')} H$$

e ponendo:

$y = 0,2669$ come era stato determinato da Bérard e De la Roche,
$x = y$ — come si può ammettere senza grave errore,
$\delta = 0,6235$ secondo Gay Lussac,
$\lambda = 640 - t'$.

August dava alla sua formola la forma seguente:

$$f = F' - \frac{0,568\ (t - t')\ H}{640 - t'}$$ [1].

Intanto il Prof. Belli [2]) portava un largo contributo ai progressi dell' igrometria: egli aveva inventato il suo igrometro a condensazione e rivolse la sua attenzione al psicrometro.

Osservò che era difettoso il metodo seguito di leggere la temperatura del termometro bagnato, senza preoccuparsi del movimento dell' aria intorno ad esso; e mostrò:

1.° Che il termometro bagnato si abbassa di circa 0°,8 quando si imprime all' aria una velocità di tre metri per secondo.

2.° Che nell' aria ferma non è indifferente la forma del bulbo del termometro e che conviene che questo sia piccolo perchè le indicazioni dello strumento siano pronte; laddove se l' aria è sufficientemente agitata si può far astrazione dalle dimensioni del bulbo.

Il Belli fece ancora delle diligenti esperienze, per determinare l' azione della radiazione sulla temperatura del termometro; e concluse che in generale l' effetto della radiazione sul termometro bagnato non supera 0°,2 e che si può trascurare purchè il bulbo del termometro sia ventilato e abbia piccole dimensioni. E poi calcolò una formola psicrometrica

1) August. Die Fortschritte der Hygrometrie, 1828.
2) Belli. Corso elementare di fisica sperimentale, v. 2°, 1831.

con metodo analogo a quello di August e propose una formola completa che si deduce dall' equazione

$$M \frac{[y(H - f) + x f \delta](t - t'}{H - f + f \delta} + I = M \frac{H \delta (F' - f) \lambda}{(H - f + f \delta)(H - F')}$$

dove M è la massa dell' aria che si raffredda, e I il calore ricevuto per radiazione, la qual formola, quando non si richieda grande precisione si riduce a

$$f = F' - 0,592\ (t - t').$$

Ma un lavoro veramente grandioso intorno all' igrometria fu fatto dal Regnault il quale portò in questo ramo della fisica il suo acume e la sua sagacia di espertissimo osservatore.

Egli riprese [1]) la formola generale di August e, applicandovi i nuovi valori delle costanti fisiche che aveva determinato, cioè

$$y = 0,237$$
$$x = 0,4688$$
$$\delta = 0,622$$
$$\lambda = 606,5 - 0,695\ t'$$

ne dedusse la formola:

$$f = F' - \frac{0,429\ (t - t')}{610 - t'}\ H\ .$$

Ma avendo osservato che con questa otteneva valori più grandi che non coll' igrometro a condensazione e coll' igrometro chimico, ritornando sopra le ipotesi che avevano guidato August nello stabilire la sua formola, Regnault avvertì che l' aria, la quale si raffredda, non discende a t' saturandosi di umidità e che la temperatura della bolla umida viene elevata per radiazione (la qual cosa era già stata dimostrata dal Belli), perciò, non parendogli possibile di far entrare tutte queste circostanze nel calcolo teorico dello strumento, credette più opportuno di far servire le considerazioni teoriche unicamente a determinare la forma della funzione, per determinare poi

1) Regnault Études sur l' hygrométrie, Ann. de Chimie e de Physique, 1845

con esperienze dirette e con opportuni confronti il valore delle costanti che vi compaiano. Egli trovò così che si avevano buoni risultati, almeno finchè l' umidità relativa è superiore a 0,40 colla formola

$$f = F' - \frac{0,480\,(t - t')}{610 - t'}\,H$$ [1]).

Nella seconda memoria pubblicata l' anno 1853 il Regnault si occupò esclusivamente della determinazione della formola di riduzione delle osservazioni psicrometriche.

Prima di tutto osservò che se si introducono nella formola di August i valori delle costanti fisiche determinate dal Regnault stesso e si trascurano alcuni termini dei quali l' influenza è minore che un errore di $0^{\circ},1$ nella lettura dei termometri, quella formola assume la forma semplice

$$f = F' - 0,000635\,(t - t')\,H\,;$$

e invece di sottomettere ad una verificazione sperimentale questa formola che non contiene nessun coefficiente indeterminato, Regnault scelse la formola più generale

$$f = F' - A\,H\,(t - t')$$

e cercò di determinare A in modo che i dati del psicrometro fossero per quanto è possibile concordi coi risultati dell' igrometro chimico e dell' igrometro a condensazione.

I valori trovati per A variano notevolmente col cambiare delle condizioni nelle quali le determinazioni erano fatte, e vanno da 0,00075, valore ottenuto in un cortile piantato di alberi ed esposto al sole, fino a 0,00128 che fu ottenuto esperimentando in una camera di 100 metri cubi.

Laonde ne dedusse la conseguenza che il psicrometro può bensì essere adoperato per determinare l' umidità dell' aria, ma come uno strumento empirico, calcolandone le osservazioni con una formola simile a quella scritta più sopra; e che è necessario determinare la costante A per le diverse stazioni.

Nel 1855 il tenente Noble [2]) pubblicò una serie di espe-

1) Annales de Chimie et de Physique, 1853.
2) Proc. of the R. Soc. London, vol. 7°, p. 1855.

rienze fatte confrontando l'igrometro di Regnault col psicrometro. Dalle quali risultò

$$A = 0,00074$$

e cinque anni dopo il Vogel [1]) eseguì delle osservazioni simultanee col psicrometro e coll'igrometro chimico, calcolò la costante psicrometrica per ciascuna osservazione e ottenne dei valori compresi fra 0,00217 e 0,00094; il Kämtz [2]) propose una nuova formola psicrometrica, ma non ottenne migliori risultati, cosicchè appariva oramai evidente che avevano ragione coloro che volevano collocare il psicrometro fra i semplici igroscopii.

Tuttavia è fuori di dubbio che l'incertezza delle determinazioni fatte col psicrometro ha la sua causa in questo, che le costanti le quali compaiono nelle formole di riduzione non rimangono invariate, ma dipendono anzi tutto, come avevano notato il Belli e il Regnault dall'agitazione dell'aria che circonda lo strumento e dalla irradiazione variabile del calore.

Allora il Doyère [3]) in Francia suggerì l'uso del psicrometro *a fionda*, col quale otteneva quasi costantemente

$$A = 0,000687.$$

E il Cantoni, che fu il rinnovatore della meteorologia italiana, aggiunse al psicrometro il noto ventilatore, allo scopo di rendere costante la velocità del vento attorno al bulbo del termometro, come aveva proposto il Belli.

Il Chistoni [4]) per incarico dell'Ufficio Centrale della Meteorologia intraprese una lunga serie di confronti fra l'igrometro di Regnault, il psicrometro semplice e il psicrometro a ventilatore: e io riassumo i risultati da lui ottenuti nel seguente specchio:

1) Abhandlungen der Münchener Academie, 8°, 1860.
2) Kämtz. Reportorium, v. 2°, 1861.
3) Doyère. Annuaire de la Société Météorologique de France, 1855.
4) Chistoni. Memorie e notizie della Meteorologia italiana, 1878.

Istrumento	Numero delle osservaz.	Limiti di H	Limiti della umid. relativa	Limiti di temperatura	Errore medio per cento	Limite di A
N° 1 ventilato	46	750—766	30—70	12—30	2,6	0,00072 — 0,00098
N° 2 ventilato	51	„	„	„	2,8	0,00069 — 0,00110
N° 1 non vent	51	„	„	„	6,6	
N° 2 non vent.	40	„	„	„	5,8	
N° 1 ventilato	69	739—765	44—92	—1,2— 19,6	3,3	0,00062 — 0,00233
N° 2 ventilato	69	„	„	—1,0—+18,9	2,6	0,00060 — 0,00199
N° 1 non vent.	70	„	„	—3,7—+19,4	5,0	
N° 2 non vent.	70	„	„	—3,6—+19,6	3,7	

Queste esperienze mettono in evidenza il vantaggio del psicrometro con ventilatore; ma rivelano in pari tempo l' insufficienza delle antiche tavole di Haeghens, che il Chistoni aveva adoperato per ridurre le osservazioni psicrometriche.

Allora il Chistoni, seguendo il concetto di Regnault che le formole teoriche debbono unicamente indicare la forma della funzione che esprime la tensione del vapore, applicò al calcolo delle sue osservazioni tutte le principali formole note, cioè:

(1) $$f = F' - \frac{A\,(t - t')\,H}{B - t'}$$ (August)

(2) $$f = F' - \frac{(A\,H + B)\,t - t')}{1 + C\,t'}$$ (Belli)

(3) $$f = F' - A\,(t - t')\,H$$ (Apjohn e Regnalt)

alle quali egli aggiunse quest' altra

(4) $$f = F' + A\,(t - t')\,H + B\,(t - t')^2\,H^2$$

calcolando per ciascuna di esse i coefficienti col metodo dei minimi quadrati [1]) e ottenne i seguenti errori medi

$$\Delta f_1 = 0{,}29 \text{ mm.}$$
$$\Delta f_2 = 0{,}32 \text{ mm.}$$
$$\Delta f_3 = 0{,}33 \text{ mm.}$$
$$\Delta f_4 = 0{,}25 \text{ mm.}$$

1) Annali della Meteorologia italiana, 1879.

e venne alla conclusione che la formola parabolica da lui proposta era la migliore; ma fece notare che il psicrometro non può dare la tensione del vapor acqueo a meno di 0,1 mm.

Un ulteriore contributo alla discussione delle osservazioni psicrometriche fu portato dall' Angot [1]: questi partì dalla formola fondamentale di Regnault posta sotto la forma

$$A = \frac{F' - f}{H(t - t')}$$

e calcolò il valore di A per un numero grandissimo di osservazioni fatte in parte a Parigi, in parte all' Osservatorio che sta ai piedi del Puy de Dôme (altezza 390 m.), e in parte sulla sommità del monte a 1400 m.; e vide che il valore di A dipende dal valore della differenza $t - t'$: le seguenti eguaglianze ne danno un esempio.

Puy de Dôme (Piano) $t - t'$	A $t' = 6^0,42$
$0^0,35$	0,001022
1,43	0,000948
2,41	0,000821
3,40	0,000818
4,40	0,000792
6,77	0,000705

Dunque si può scrivere

$$A = a + b\,(t - t')$$

e calcolarne i coefficienti; e osservando che a cresce con F' e diminuisce con H

$$A = 0,000776 + 0,0159\,\frac{F'}{H}\,.$$

E la formola psicrometrica diventa:

$$f = F'\,[1 - 0,0159\,(t - t')] - 0,000776\,H\,(t - t')[1 - 0,0361(t - t')].$$

L' autore ha poi costruito delle tavole con questa formola, le quali certamente sono migliori di quelle di Haeghens; ma

1) Annales du Bureau central météorologique de France, 1880.

lasciano ancora il campo ad un error medio che varia dal 2 al 2,5 per cento.

Durante lo studio dell' Angot, il Chistoni ritornò sull' argomento [1]), e partì dalla formola completa del Belli:

$$M \frac{y(H-f)+xf\delta}{H-f+f\delta}(t-t')+I=\frac{MH\delta(F'-f)\lambda}{(H-F')(H-f+f\delta)}.$$

Suppose annullata I mediante la ventilazione e scrisse

$$[y(H-f)+xf\delta](t-t')=\frac{H\delta(F'-f)\lambda}{H-F'};$$

e ritenendo λ costante e ponendo $\frac{y}{\delta\lambda}=\alpha$ $\frac{x}{\lambda}=\beta$ si ha, dividendo per $\delta\lambda$:

$$[\alpha(H-f)+\beta f](t-t')(H-F')=H(F'-f)$$

e ponendo ancora

$$\beta-\alpha=n \quad \text{e} \quad \alpha=m$$

ottenne la formola

$$f=\frac{F'-m(t-t')(H-F')}{1+\frac{n}{H}(t-t')(H-F')} \tag{5}$$

che egli ritenne fosse la migliore di tutte. Con questa calcolò due serie di esperienze determinando per ciascuna di esse i valori dei coefficienti m ed n col metodo dei minimi quadrati giunse ai risultati che trascrivo qui appresso.

1) Annali della Met. It. 1879, 1880.

1a Serie						2a Serie					
t'	$t-t'$	H	f	Δf	$(\Delta f)^2$	t'	$t-t'$	H	f	Δf	$(\Delta f)^2$
14,3	2,2	685	10,12	—0,46	0,2116	7,1	4,7	766	4,53	—0,06	0,0036
12,1	6,6	85	8,07	+0,43	1849	8,9	6,0	64	4,60	—0,41	1681
11,7	4,9	79	9,73	+0,99	9801	11,1	3,3	62	7,49	—0,11	121
14,6	2,6	81	8,13	—0,82	6889	8,4	4,4	62	5,57	+0,04	16
18,3	4,2	85	8,52	+0,26	676	7,7	2,9	65	6,05	+0,02	4
13,4	4,3	82	9,54	—0,05	25	7,6	3,7	627	5,69	+0,18	324
14,2	4,1	83	9,99	+0,30	900	7,8	4,2	64	5,93	+0,60	3600
14,5	5,0	88	8,99	+1,10	12100	7,9	4,3	58	5,08	—0,21	441
11,6	1,1	82	8,29	—0,44	1936	10,4	3,9	58	7,00	+0,10	100
11,8	3,1	89	7,75	+0,67	4489	7,6	3,9	63	5,69	+0,18	1444
14,6	2,3	82	10,46	—0,29	841	7,9	4,2	46	5,93	+0,56	3136
						8,1	5,1	58	5,08	+0,09	81
						10,5	3,8	58	7,00	+0,00	00

1a Serie:

$$\Sigma (\Delta f)^2 = 4,1622$$

$$\mu = \sqrt{\frac{4,1622}{11}} = \pm 0,62$$

$$E = \pm 0,42$$

2a Serie:

$$\Sigma (\Delta f)^2 = 1,0984$$

$$\mu = \sqrt{\frac{1,0984}{13}} = \pm 0,39$$

$$E = \pm 0,19$$

m ed n scrive il Chistoni, sono due coefficienti che variano con t' e H, ma che possono ritenersi costanti quando t' varia fra limiti compresi entro 5° e H fra 20 mm.; e quando tali coefficienti siano opportunamente determinati per mezzo di accurati confronti fra il psicrometro a ventilatore e un buon igrometro, si può ottenere la pressione del vapor d' acqua entro $^1|_2$ millimetro.

Nè fa sperare un miglior risultato la formola di Pernter [1]) dedotta dalla teoria di Maxwell:

$$f = F' - A\,H\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)\left(t - t' + \frac{0,5}{t - t' + 1}\right).$$

Questa formola non credo che sia già stata applicata a confronti diretti, finora; ma certamente deve contenere qualche

1) Sitzungsberichte der Wiener Akademie, 1883.

cosa di erroneo, perchè nella condizione della saturazione, cioè per $f = F'$, conduce all' espressione immaginaria

$$t - t' = -0{,}5\ (1 \pm \sqrt{-1})\,.$$

E qualche tempo fa (1883) il Chistoni conchiudeva un suo studio sul psicrometro dicendo che questo non è uno strumento di precisione; che anzi in quegli osservatori ove si volesse aver la pazienza di adoperare, almeno una volta al giorno, l' igrometro ad appannamento, sarebbe preferibile un buon igrometro a capello [1]). Nè credo che il Chistoni, disgustato di questo strumento, che aveva studiato con vero amore per più di cinque anni, se ne sia più occupato in seguito.

In questi ultimi anni la letteratura meteorologica si è arricchita di pregevoli lavori intorno all' igrometria, specialmente per operà dell'Assmann, ma questi studi riguardano in particolar modo il *psicrometro ad aspirazione,* che ora si va largamente adottando nel servizio di molte reti meteorologiche, specialmente tedesche, e quindi non portano che una scarsa luce sul nostro psicrometro a ventilatore, nel quale sono affatto diverse le condizioni fisiche.

3. Come s' è visto, il Chistoni ottenne la formula (5), che egli crede la migliore, dalla formola completa del Belli, trascurando le quantità di calore che il termometro bagnato riceve per radiazione; supponendo cioè che questa si attenui fino a diventar trascurabile, mediante la ventilazione. Ma questa supposizione non è giustificata, anzi, come ha dimostrato il Belli, il calore raggiante non ostante la ventilazione può elevare la temperatura del termometro bagnato fin di 0,°2.

Inoltre si può domandare se in ogni caso, e specialmente quando l' aria è più calda e più secca — (ed è appunto allora che si manifestano le maggiori anomalie nel psicrometro) — gli igrometri a condensazione del Regnault e le semplici modificazioni dell' Alluard e del Chistoni, che vennero adoperati come igrometri campioni, diano sempre delle indicazioni così sicure che sopra di esse non possa cader dubbio. E per ultimo

1) Rend. dell' Ist. Lomb., 1883.

bisogna notare che il confronto fra l' igrometro campione e il psicrometro non si è fatto mai nelle vere condizioni in cui questo strumento viene adoperato da noi, cioè nella regolamentare gabbia meteorica, la qual cosa non era possibile cogli igrometri campioni impiegati, ma si è fatto sempre in una camera o all' aperto, dove può cambiare da un istante all'altro l' umidità dell' aria a seconda dello spirare del vento e gli strumenti sono soggetti a continue variazioni del calore raggiante che ricevono.

Un buon igrometro a condensazione dovrebbe prendere una certa massa dell' aria, che si vuole studiare e raffreddarla fino ad una temperatura θ alla quale l' incipiente depositarsi di goccioline liquide ci dice che quella massa d' aria è satura di vapor acqueo. Ora evidentemente nessuno degli igrometri finora adoperati nei confronti col psicrometro soddisfa, a questa condizione; anzi è naturale ammettere che in ogni caso gli igrometri in parola segnino una temperatura alcun poco più bassa e che questa differenza debba rendersi sensibile quando è poca l' umidità atmosferica e quando soffia impetuoso il vento.

L' igrometro proposto dal Crova sarebbe scevro da questi inconvenienti: esso consiste essenzialmente in un piccolo tubo di sottile lamiera accuratamente nichelata nell' interno dove si fa passare l' aria da esaminarsi, per mezzo di un aspiratore e si produce il raffreddamento che si desidera facendo gorgogliare dell' aria nel solfuro di carbonio che riempie un manicotto attraversato dal tubo. Un termometro il cui bulbo pesca nel liquido evaporante, dà la temperatura di esso nell' istante in cui incomincia a depositarsi la rugiada; la quale con un po' di pratica si vede molto bene entro il tubo con una lente, perchè copre di chiazze nerastre la superficie nitida del nichel.

Io feci una serie di confronti fra l' igrometro del Crova e l' igrometro di Regnault nella forma datagli da Chistoni; e trascrivo quì alcuni dei risultati ottenuti:

Giorno	Vento		Temperat.	Punto di rugiada	
				Chistoni	Crova
1 Marzo	debole	W S W	0,4	—4,6	—4,4
2 »	moderato	E	0,8	+0,1	+0,2
4 »	debole	S	1,8	+0,4	+0,4
12 »	moderato	S	10,8	—0,8	—0,6
15 »	fortissimo	N E	7,0	+2,5	+3,1
»	»	»	4,3	—1,1	—0,3
30 »	debole	S W	8,9	+0,5	+1,6
»	calma	Nella Biblioteca dell'Osserv.	10,4	+5,2	+5,2
	id.	id.	10,4	+5,2	+5,3

Anche il Crova fece molte esperienze comparative fra il suo igrometro a condensazione interna e l'igrometro di Regnault nella forma datagli dall' Alluard ; fra queste io ne scelgo alcune e le trascrivo quì, perchè mostrano come in realtà le temperature di rugiada dell' igrometro Crova sono sempre un poco più elevate che non negli altri igrometri e poi perchè si prestano ad una osservazione di grande importanza in questo argomento.

SERIE I. *Vento moderato di Nord-Est. Pressione 759 mm.*

ORA	Temperatura dell' aria	Punto di rugiada	
		Regnault	Crova
h m			
9 40	21,0	4,6	4,7
9 50	21,0	5,3	5,9
10 00	21,5	5,9	7,4
10 30	21,5	6,5	7,5
11 00	22,0	6,5	7,0
13 30	22,5	6,7	7,3

SERIE II. *Vento Nord-Est; gradatamente crescente. Pressione mm. 758.*

ORA	Temperatura dell'aria	Punto di rugiada	
		Regnault	Crova
8h 15m	19,4	9,5	9,5
8 30	19,9	9,7	10,5
8 45	19,7	8,3	9,8
9 0	19,6	8,1	9,5

SERIE V. *Vento di Nord-Ovest variabile. Pressione mm. 751.*

ORA	Temperatura dell'aria	Punto di rugiada	
		Regnault	Crova
14h 30m	16,75	successivamente 2,45 3,05 1,90	4,05 costante

A prima giunta fa meraviglia che gl' igrometri del Regnault e del Crova possano dare delle indicazioni così disparate, ma possiamo facilmente spiegarci queste grandi divergenze. Il Crova dice che per fare una determinazione bisogna riempire per tre quarti il recipiente che contiene il solfuro di carbonio e che poi, fatta la prima osservazione, basta chiudere le chiavette d' accesso dell' aria « *e lo strumento è pronto per l' osservazione successiva* ».

Invece chi facesse senz' altro la seconda esperienza, e a più forte ragione le successive, troverebbe sul termometro delle temperature più elevate della vera temperatura di rugiada; perchè il bulbo del termometro non è più immerso se non in piccola parte nel liquido evaporante e le indicazioni dello strumento riescono erronee [1]). Questo era accaduto a me più volte quando non avevo ancora l' avvertenza di rifornire di solfuro di carbonio l' apparecchio ad ogni nuova determinazione, e secondo tutte le probabilità sarà accaduto anche al Crova.

1) Naturalmente gli errori sono tanto maggiori quanto è più abbondante l' evaporazione.

Ma quando si abbia l' avvertenza accennata l' igrometro del Crova dà delle indicazioni molto sicure ed è perciò preferibile agli altri igrometri a condensazione.

Nel caso nostro poi ha un altro grandissimo vantaggio ed è questo, che permette di studiare l' aria di un ambiente qualsiasi senza alterarla colla presenza di un osservatore, e ciò che importa a noi permette di esaminare l' aria contenuta nella gabbia meteorica dove è collocato il psicrometro da confrontarsi: basta a questo scopo aspirare quell' aria attraverso a un sottile tubo metallico per farla passare nel tubo raffreddato dell' evaporazione del solfuro di carbonio.

Grazie alla gentilezza del Prof. Naccari che ha messo a mia disposizione un igrometro di Crova ho potuto confrontare le precise indicazioni di questo strumento con quella del psicrometro nelle condizioni in cui lo si adopera ordinariamente per le osservazioni meteorologiche per determinare quale sia la formola di riduzione colla quale si debbono calcolare i dati del psicrometro e il grado di esattezza dei risultati ottenuti.

Le misure dell' umidità f fatte contemporaneamente col psicrometro e coll' igrometro di Crova per dedurre il valore di quei fattori sono molto numerose, ma ho creduto opportuno di ordinarle tutte secondo i valori crescenti del prodotto $(t-t')$ H; e quindi, per rendere più spedito il calcolo e perchè ad un tempo si compensassero gli errori di osservazione ho distribuito le esperienze in gruppi di dodici ciascuno, nei quali precedendo la media aritmetica delle varie quantità che vi si considerano si ha:

N°	Psicrometro			H	H $(t-t')$	f (Crova)	F $-f$	f calc.
	t	t'	$t-t'$					
1	12,15	11,10	1,05	732	768,60	9,40	0,57	0,57
2	12,15	10,41	1,84	730	1346,88	8,49	1,01	0,99
3	11,64	9,43	2,21	729	1617,72	7,67	1,18	1,19
4	12,95	10,33	2,62	730	1917,84	8,20	1,39	1,41
5	13,98	10,63	3,35	732	2452,20	8,04	1,77	1,79
6	15,88	11,52	4,36	734	3191,52	8,09	2,28	2,31
7	22,52	17,14	5,38	735	3938,16	11,72	2,83	2,83
8	22,26	16,32	5,04	734	4348,08	10,71	3,11	3,10
9	23,93	16,96	6,97	735	5112,04	10,76	3,62	3,62
10	20,61	12,27	8,34	733	6104,88	6,90	4,29	4,28

La formula più adatta a rappresentare la relazione fra l' umidità assoluta dell' aria (alla temperatura t e alla pressione H) e l' abbassamento di temperatura osservato nel psicrometro per l' evaporazione è della forma

$$f = F' + A\,(t - t')\,H + B\,(t - t')^2\,H^2, \tag{4}$$

dove F' è la tensione massima del vapore corrispondente alla temperatura t', laonde il problema si riduce a determinare il valore delle costanti A e B.

Confrontando i valori della tensione misurata coll' igrometro di Crova coi dati corrispondenti del psicrometro a ventilatore si ottengono dieci equazioni della forma (4), lineari in A e B, le quali risolte rispetto a queste incognite col metodo dei minimi quadrati dànno

$$A = 0{,}000749$$

$$B = -\,0{,}0000000079.$$

Nei limiti delle mie esperienze, cioè quando la differenza psicrometrica non superi 9° e la pressione non sia molto diversa da 730, la tensione del vapor acqueo nell' atmosfera può dunque venir dedotta colla formola

$$f = F' - 0{,}000749\,H\,(t - t') + 0{,}0000000079\,H^2\,(t - t)^2.$$

I risultati contenuti nelle tavole precedenti sono calcolati con questa formula, e, come si vede, le differenze fra i valori osservati e valori dati dal calcolo sono così piccole che si possono riguardare come dipendenti soltanto dagli errori di osservazione.

Conclusione.

1.° L' umidità dell' aria nella gabbia meteorica in uso presso la meteorologia italiana, ove sono sensibilmente costanti le condizioni della trasmissione del calore per radiazione, può essere determinata col psicrometro, applicando la formola

$$f = F' - 0{,}000749\,H\,(t - t') + 0{,}0000000079\,H^2\,(t - t')^2.$$

2.° Il psicrometro non è inferiore a nessuno dei migliori igrometri per esattezza, e li supera di gran lunga per la semplicità e per il facile impiego [1]).

SOPRA UN SISTEMA DICICLICO IMPERFETTO, CHE RAPPRESENTA UNA COPPIA DI CIRCUITI FORNITI DI INDUZIONE E DI CAPACITÀ.

Nota di ANTONIO GARBASSO [2]).

Il *modello* dinamico, che descrivo, permette di riprodurre tutti i fenomeni di induzione, ai quali dà luogo la scarica di un condensatore lungo un filo metallico; sia che questo si tenga isolato, sia che lo si ponga invece in presenza di un altro conduttore.

Come caso particolare si possono avere, naturalmente, quei fatti, che si osservano quando in uno dei circuiti o in entrambi la capacità si riduce allo zero. E gli altri, che sono proprii dei conduttori isolati.

La figura 4 rappresenta l' apparecchio sotto la sua forma più completa. In tale forma esso corrisponde appunto ad una coppia di circuiti forniti di induzione e di capacità.

Da un piede di legno, lungo in tutto un metro e mezzo, si levano cinque ritti di quaranta centimetri, essi pure di legno. A questi sono raccomandate certe lastre di ferro, che reggono i varii pezzi dell' apparecchio.

Nella parte centrale stanno raccolti gli organi corrispondenti ai due circuiti e quelli, che assicurano la trasmissione delle azioni induttive. Lateralmente poi, si vedono due corde di acciaio, le quali rappresentano i condensatori.

Per maggiore risparmio di spazio e di parole, espongo senz' altro le principali esperienze, che si possono eseguire con il mio modello. Di mano in mano che si presenterà l' oc-

1) Cfr. N. Sworykin. Die Bestimmung der Feuchtigkeit der Luft mit dem Psychrometer. Wild' s Rep. f. Meteor. 1881.

2) L' apparecchio, del quale pubblico la descrizione, fu costruito per me dal signor O. Di Nasso, aiuto meccanico in questo Istituto.

casione di impiegare una parte nuova dell' apparecchio, la descriverò rapidamente.

1. *Un circuito isolato, senza condensatore.* — In questo caso semplicissimo (cfr. fig. 2) [1]) l' apparecchio è montato [2]) sopra un asse di acciaio, di sei millimetri di diametro e cinquantasei centimetri di lunghezza. Il quale gira entro due fori, praticati nelle lastre del secondo e del terzo ritto. Due girellini di ferro, fermati a vite sull' asse medesimo, gli impediscono di spostarsi avanti o indietro; ma lo lasciano libero di girare sopra se stesso.

L' asse sporge, per cinque o sei centimetri, a sinistra del secondo ritto. Appunto a questo estremo è fissato un volanino di ghisa, che serve per imprimere il movimento all' apparecchio; ha nel mio caso un diametro di dodici centimetri e mezzo, e pesa, all' incirca, cinque ettogrammi.

Nella parte poi, che è compresa fra il secondo ed il terzo ritto, sopra due manicotti, connessi invariabilmente con l'asse, sono disposti degli organi, che permettono di variare in modo continuo il momento di inerzia del sistema, intorno all' asse medesimo, e la resistenza, che l' aria oppone ai suoi moti. Si tratta nel primo caso di due pesi cilindrici, scorrenti sopra certe sbarre di acciaio; nel secondo caso sono quattro palette quadrate di latta, le quali girano, a sfregamento dolce, intorno alle asticine, che le reggono. Nel mio apparecchio le masse mobili pesano ottanta grammi ciascuna [3]), le palette hanno otto centimetri di lato.

Indicando con L_1 il momento di inerzia (intorno all' asse di rotazione), con q_1 l' angolo, del quale il sistema è rotato al tempo t, a partire da una posizione arbitraria, con $i_1 \left(= \frac{dq_1}{dt}\right)$ la velocità corrispondente, la forza viva, T_1, si potrà mettere sotto la forma:

$$T_1 = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 ;$$

1) La figura 2, propriamente, rappresenta due circuiti in presenza senza condensatori.

2) Come sempre, del resto.

3) Ho impiegato dei pesi così piccoli per rendere l' apparecchio più sicuro. Con masse maggiori si avrebbero, naturalmente, degli effetti più intensi.

questa è l' espressione caratteristica per l' energia cinetica di un monociclo.

La forza, E_1^*, che agisce sopra la coordinata (ciclica) q_1, fatta astrazione dagli attriti, si scrive, secondo le equazioni del Lagrange:

$$E_1^* = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T_1}{\partial i_1}\right),$$

quindi:

$$E_1^* = \frac{d}{dt}(L_1 i_1). \tag{1}$$

Ma, nel caso nostro, per la resistenza che l' aria oppone ai moti del sistema, non basterà la forza E_1^* a produrre una data modificazione; anzi bisognerà applicare al volano, in luogo della E_1^*, una E_1 del tipo:

$$E_1 = E_1^* + \rho_1.$$

In prima approssimazione e per valori non troppo grandi della i_1, si può ammettere che la ρ_1 abbia la forma:

$$\rho_1 = R_1 i_1,$$

con R_1 costante. A parità delle altre condizioni la R_1 dipende solo dall' angolo, che fanno le palette con il piano, nel quale giacciono i loro sostegni. Riassumendo sarà dunqne:

$$E_1 = \frac{d}{dt}(L_1 i_1) + R_1 i_1. \tag{2}$$

Questa equazione fa vedere come, nel caso attuale, l' apparecchio rappresenti appunto un circuito elettrico, fornito di induzione e privo di capacità.

Propriamente la forza meccanica corrisponde alla forza elettromotrice; il momento di inerzia al coefficiente di autoinduzione; la velocità angolare all' intensità di corrente; e la resistenza di attrito alla resistenza ohmica.

Per i_1 ed L_1 costanti la (2) esprime la legge dell' Ohm.

Variando invece la velocità angolare e il momento di inerzia, si ottengono, secondo la formola stessa, i fenomeni di autoinduzione.

Enuncio, senza dimostrarli, alcuni di tali resultati, ponendo di fronte ad essi i fenomeni elettrodinamici corrispondenti.

a) Se non v'è forza esterna, che vi si opponga, si manifesta nel modello un'influenza perturbatrice, negli istanti in cui la velocità passa per lo zero. Questa influenza ostacola il moto del sistema o lo favorisce, secondo che esso comincia o termina.

Se non v'è forza (elettromotrice) esterna, che vi si opponga, si manifesta nel circuito una corrente di induzione negli istanti in cui l'intensità passa per lo zero. Questa corrente ostacola il moto dell'elettricità o lo favorisce, secondo che esso comincia o termina.

Il modello, disgraziatamente, non si presta alla verifica di queste proposizioni. All'uopo sarebbe necessario che il movimento non si imprimesse senz'altro al volano, ma invece si comunicasse all'apparecchio con una cinghia di trasmissione.

b) Se non v'è forza esterna, che vi si opponga, si manifesta nel modello un'influenza perturbatrice, quando, a velocità costante, si altera il momento di inerzia. Questa influenza ostacola il moto del sistema o lo favorisce secondo che il momento doventa più grande o più piccolo.

Se non v'è forza (elettromotrice) esterna, che vi si opponga, si manifesta nel circuito una corrente di induzione, quando, a intensità costante, si altera il coefficiente di autoinduzione. Questa corrente ostacola il moto dell'elettricità o lo favorisce, secondo che il coefficiente doventa più grande o più piccolo [1]).

Nel modello le cose sono disposte in guisa da rendere possibili alcune variazioni istantanee del momento di inerzia.

Supponiamo che si voglia dapprima far subire alla L_1 un rapido incremento. All'uopo si dispongono intorno alle sbarre (cfr. fig. 2), fra i pesi e il manicotto, due molle di acciaio; e, comprimendo queste ultime, si trasportano le masse mobili in vicinanza dell'asse. E quì si trattengono per mezzo di certi fili, dei quali si dirà in appresso.

Si capisce che, ove i fili si allentassero, i pesi, soggetti all'azione delle molle, sarebbero spinti con violenza all'estremità delle sbarre. E però si raggiungerebbe l'effetto voluto.

Quando si volesse invece impicciolire la L_1, basterebbe trasportare le molle al di là dei pesi (cfr. fig. 2); e trattenere questi, in modo analogo a quello, che si praticava dianzi. Impiegando però dei fili, che non vadano direttamente verso il manicotto, ma si avvolgano prima sopra due carrucole, poste alle estremità delle sbarre.

1) La cosa si può fare in pratica schiacciando od allungando una spirale percorsa da una corrente uniforme.

È chiaro che, questa volta, cessando la tensione dei fili, le masse mobili saranno respinte verso l'asse del sistema; quindi si otterrà nuovamente di variare il momento nel senso, che si desidera.

Resta a vedersi come si possano lasciar liberi i fili all'istante voluto. Per ciò si richiede una disposizione alquanto complessa [1]).

Anzitutto il manicotto, che reca le sbarre, porta ancora una colonnina di ottone lunga forse dieci centimetri, diretta normalmente a queste e all'asse. La quale colonnina sostiene, alla sua volta, un' appendice laterale ricurva e un cappelletto, che le gira, con un po' di giuoco, sulla punta. Finalmente dal cappelletto si staccano due asticine di un paio di centimetri, poste una sul prolungamento dell'altra, e una terza, parallela ad entrambe, ma alquanto più lunga.

Alle due sbarrette minori si annodano, per mezzo di cappii, i fili, che trattengono i pesi; mentre l'altra sbarretta si appoggia con l'estremo libero, alla punta dell'appendice ricurva, della quale ho parlato un momento fa. Questo si può fare, come si intende subito, per modo che i pesi non riescano a sfuggire. Ma siccome il cappelletto ha un certo giuoco, l'asticina più lunga potrebbe anche superare l'estremo dell'appendice ricurva; anzi ciò accadrà senza fallo quando, per il moto del sistema, essa venga a battere contro un ostacolo convenientemente disposto.

Nel modello l'ostacolo è costituito da un dischetto di ottone, al quale si può imprimere un certo spostamento, per mezzo di un manico, che lo regge. In condizioni normali il dischetto (tenuto a segno da una molla) non incontra mai l'asticina; ma se lo si abbassa alquanto, premendo un pochino sul manico, l'urto avviene, ad un dato istante, e i pesi ridoventano liberi.

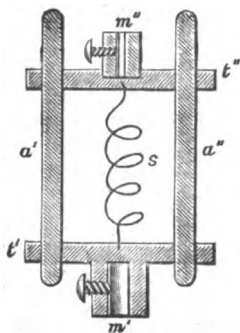
Quando si eseguiscono, con questa disposizione, le due esperienze, alle quali accennavo più su, si ottengono, naturalmente, i resultati, che la teoria prevede.

1) La disposizione impiegata da me fu suggerita dall'Ebert. Si confronti, in proposito un lavoro di questo A. in Wied. Ann. XLIX, 642, 1893. — L'artifizio, che propongo per diminuire il momento, mi sembra più pratico di quello adottato dal fisico tedesco.

2. *Un circuito isolato, fornito di condensatore.* — Volendo riprodurre i fenomeni che si osservano in un filo metallico, percorso dalle scariche di una bottiglia di Leida, basta tendere, fra il primo ed il secondo ritto, una corda elastica; in guisa che l' estremo di sinistra rimanga fisso, e quello di destra sia collegato, in modo invariabile, con l' asse dell' apparecchio (cfr. fig. 3).

In pratica però non è conveniente di fermare senz' altro la corda al sistema. Perchè quella, torcendosi, si accorcia, quindi esercita una trazione energica; sicchè facilmente si incurverebbero i ritti; oppure si strapperebbe ogni cosa.

Fig. 1

Bisogna trovar modo di sopprimere le conseguenze dell' accorciamento. La figura 1 rappresenta l' organo, che permette di raggiungere questo resultato.

Al manicotto m', il quale si ferma a vite sulla testa dell'asse, sono collegate rigidamente la tavoletta t' e le due asticine a' a''. Lungo queste ultime scorre, a sfregamento dolce, un' altra tavoletta t'', la quale porta, alla sua volta, un manicotto m''. Quì si ferma il capo della corda. Le due tavolette poi sono riunite fra loro con la molla s. Questa cede, se la corda si accorcia, e però la trazione non può mai diventare molto grande.

Nell' apparecchio, per maggiore solidità, ho aggiunto ancora una traversa fra il primo e il secondo ritto.

Vediamo ora come si modifichi, nel caso presente, la legge del movimento.

È chiaro che la torsione della corda importa una nuova forza; quindi bisogna aggiungere un terzo termine nel secondo membro della (2).

Codesto termine, E_1^{**}, secondo le leggi dell' elasticità, sarà proporzionale direttamente all' angolo q_1 e alla quarta potenza del diametro, d_1, della corda, inversamente alla lunghezza, l_1,

di questa. Sicchè, indicando con $\varkappa_1$ una costante, lo potremo scrivere sotto la forma:

$$E_1^{**} = \frac{\varkappa_1 d_1^4}{l_1} q_1 ,$$

ossia:

$$E_1^{**} = \frac{1}{C_1} q_1 , \tag{3}$$

se, per brevità, si pone:

$$C_1 = \frac{l_1}{\varkappa_1 d_1^4} . \tag{4}$$

Nel caso attuale, in luogo della (2), verrà, come dicevo:

$$E_1 = \frac{d}{dt}(L_1 i_1) + R_1 i_1 + E_1^{**} ;$$

o, che fa lo stesso:

$$E_1 = \frac{d}{dt}(L_1 i_1) + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} q_1 , \tag{5}$$

È specialmente interessante vedere che cosa accade quando, dopo di aver rotato di un certo angolo il sistema, lo si abbandona a se stesso. Allora è:

$$E_1 = 0 ,$$

quindi, per la (5):

$$\frac{d}{dt}(L_1 i_1) + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} q_1 = 0 ,$$

o, se si pone esplicitamente in luogo della i_1, il suo valore:

$$\frac{d}{dt}\left(L_1 \frac{dq_1}{dt}\right) + R_1 \frac{dq_1}{dt} + \frac{1}{C_1} q_1 = 0 . \tag{6}$$

Per il caso particolare, nel quale la L_1 si mantiene costante, segue dalla (6):

$$L_1 \frac{d^2 q_1}{dt^2} + R_1 \frac{dq_1}{dt} + \frac{1}{C_1} q_1 = 0 . \tag{7}$$

E questa è l'equazione, che il Thomson prese a fondamento della sua classica teoria delle scariche oscillanti.

Segue immediatamente di quì che la costante C_1, definita dalla (4), rappresenta la capacità del condensatore inserito nel circuito.

Si possono realizzare con questo modello, nei particolari più minuti, i fenomeni, ai quali dà luogo la scarica di una bottiglia di Leida.

Per fare le esperienze si torce alquanto la corda, dando al volano tre o quattro giri e poi si abbandona l' apparecchio a se stesso [1]).

Tutte le cose, che si riscontrano sul modello, si possono, naturalmente, prevedere con la teoria. Come dianzi enuncerò anche quì alcuni resultati, richiamando il loro significato elettrodinamico.

a) In generale il moto dell' apparecchio abbandonato a se stesso è alternativo.	In generale scaricando un condensatore si ottengono delle correnti alternative.
b) Il periodo dell'oscillazione dipende dalle proprietà della corda elastica e dal momento di inerzia. Lo smorzamento è funzione della resistenza d'attrito e del momento di inerzia.	Il periodo dell' oscillazione dipende dalla capacità del condensatore e dal coefficiente di autoinduzione. Lo smorzamento è funzione della resistenza ohmica e del coefficiente di autoinduzione.

La forma stessa della relazione (4) indica come si debba procedere per variare la C_1. Basterà infatti prendere delle corde di diversi spessori o di lunghezze differenti. In pratica questo ultimo artifizio è il più opportuno; perchè, servendoci di esso, possiamo alterare la capacità in modo continuo.

Nel mio apparecchio la cosa si fa per mezzo di un braccio a forchetta, il quale si sposta lungo la sbarra, che congiunge il primo con il secondo ritto (cfr. fig. 3).

L'asta del braccio è forata in corrispondenza della corda elastica, sicchè questa la può attraversare; ma quì viene trattenuta da una vite. Si capisce che allora ogni cosa deve accadere come se il modello del condensatore fosse limitato a quella parte, che rimane alla destra del braccio.

1) Accade facilmente, quando si gira il volano, che i capi della corda sfuggano alle viti che li dovrebbero trattenere; sicchè la corda si storce. Per evitare questo basta appiattire un pochino gli estremi martellandoli sopra un'incudine.

Il modello è tanto perfetto che anche l'inconveniente, di cui parlo, ha un significato elettrodinamico. In realtà, se l'isolamento in un condensatore è difettoso, non si può superare un certo potenziale, senza che le scariche passino nell'interno.

I fili elastici impiegati da me erano corde da pianoforte, di provenienza inglese [1]). Ne adoperai di tre spessori diversi, cioè dei numeri 15, 20 e 25 [2]). Le corde del numero 20 sembrano convenire meglio di tutte le altre. Quelle più spesse imprimono all' apparecchio delle scosse violente; e le più sottili stentano a superare gli attriti e conservano con facilità una parte della deformazione (una carica residua). Tirando partito di questo artifizio, che ho descritto, si verifica che:

a) Propriamente il periodo cresce come la radice quadrata della lunghezza della corda e del momento d' inerzia.	Propriamente il periodo cresce come la radice quadrata della capacità e del coefficiente di autoinduzione.
b) Se la corda è lunga e sottile, e la resistenza è grande e il sistema è molto leggero il movimento finisce per doventare aperiodico.	Se la capacità e la resistenza sono grandi, e l' induzione è poco sensibile il movimento (dell' elettricità) finisce per doventare aperiodico.

3. *Due circuiti in presenza, senza condensatori.* — Se si vogliono rappresentare i fenomeni elettrodinamici, che si osservano in queste condizioni, si dispone l' apparecchio nel modo indicato dalla figura 2.

La corda elastica vien tolta via, e sull' asse si infilano ancora una rota dentata conica (che si fissa a vite) e due manicotti. Di questi il primo reca due sbarre di acciaio, normali all' asse e disposte una sul prolungamento dell' altra. Il secondo porta, alla sua volta, una rota dentata conica, quattro asticine, con palette di latta, ed un volano simile a quello, che si impiegava nelle esperienze, che ho descritto più avanti. Finalmente, intorno alle sbarre del primo manicotto, gira un' altra coppia di rote dentate. Le cose sono disposte in modo che i quattro pignoni (tutti eguali fra loro) ingranino, ciascuno coi due, che gli sono ai lati.

Si capisce che un movimento impresso al volano di sinistra si possa comunicare, per questa trasmissione, a quello di destra.

1) Della casa W. D. Houghton, Warrington.
2) I numeri crescono nello stesso senso che gli spessori.

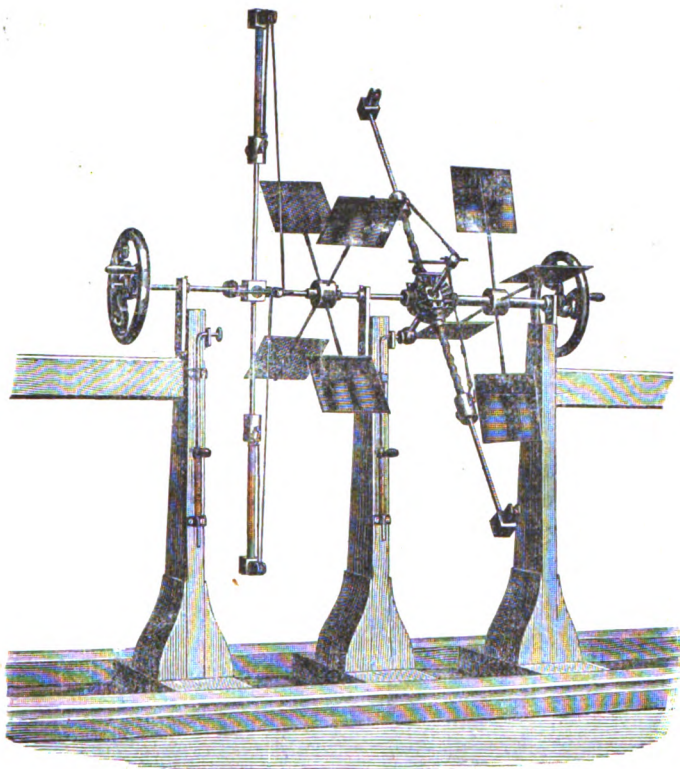



Fig. 2.

Sia ora l_1 il momento di inerzia, intorno all' asse di rotazione, di tutte quelle parti del modello, che all' asse medesimo sono unite rigidamente. E siano m ed l_2 i momenti analoghi del sistema di trasmissione e degli organi, che restano collegati in modo invariabile al secondo volano.

Si indichino poi con q_1 e q_2 gli angoli dei quali sono girati al tempo t, i sistemi, cui si riferiscono i momenti l_1 e l_2, è facile vedere che sarà $\frac{q_1 + q_2}{2}$ la quantità analoga per la trasmissione. Poniamo ancora:

$$i_1 = \frac{dq_1}{dt}, \qquad i_2 = \frac{dq_2}{dt},$$

e quindi:

$$\frac{i_1 + i_2}{2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q_1 + q_2}{2}\right),$$

ed indichiamo con T la forza viva del modello. Sarà per approssimazione:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} l_1 i_1^2 + \frac{1}{2} m \frac{(i_1 + i_2)^2}{4} + \frac{1}{2} l_2 i_2^2 , \\ &= \frac{1}{2}\left(l_1 + \frac{m}{4}\right) i_1^2 + \frac{m}{4} i_1 i_2 + \frac{1}{2}\left(l_2 + \frac{m}{4}\right) i_2^2 , \\ &= \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + M i_1 i_2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 , \end{aligned}$$

quando si ponga, per brevità di scrittura:

$$l_1 + \frac{m}{4} = L_1 ,$$

$$\frac{m}{4} = M ,$$

$$l_2 + \frac{m}{4} = L_2 ;$$

questa è fa forma caratteristica per l' energia cinetica dei sistemi diciclici.

Segue di qui che le forze, E_1 ed E_2, agenti sulle coordinate (cicliche) q_1 e q_2, si potranno mettere sotto la forma:

$$(8) \qquad \begin{aligned} E_1 &= \frac{d}{dt}(L_1 i_1 + M i_2) + R_1 i_1 , \\ E_2 &= \frac{d}{dt}(L_2 i_2 + M i_1) + R_2 i_2 , \end{aligned}$$

se con R_1 e R_2 si indicano due costanti, le quali forniscono la misura delle resistenze d' attrito.

Le equazioni (8) sono le stesse, da cui si deducono di solito i fenomeni di induzione fra due circuiti elettrici. Ne richiamo alcune conseguenze, tanto per il modello che per il caso dell' elettrodinamica.

a) Se il primo volano rota uniformemente, il secondo rimane in riposo [1]).

b) Se non v'è forza applicata al secondo volano, si manifesta nel sistema, del quale esso fa parte, una causa di moto negli istanti in cui la velocità del primo volano passa per lo zero. Tale causa tende a produrre una rotazione diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario, secondo che questa finisce o comincia.

c) Se non v'è forza applicata al secondo volano, si manifesta nel sistema, del quale esso fa parte, una causa di moto negli istanti in cui il momento d'inerzia del sistema inducente si altera.

Questa causa tende a produrre una rotazione diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario secondo che il momento diminuisce o cresce.

Se la corrente primaria è costante, nel secondario non si osserva induzione.

Se non v'è forza (elettromotrice) applicata al circuito secondario, si manifesta in esso una corrente indotta negli istanti in cui l'intensità nel circuito primario passa per lo zero. Tale corrente indotta è diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario, secondo che questa si interrompe o si stabilisce.

Se non v'è forza (elettromotrice) applicata al circuito secondario, si manifesta in esso una corrente indotta negli istanti in cui il coefficiente di autoinduzione del circuito primario si altera.

Questa corrente indotta è diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario, secondo che il coefficiente di autoinduzione diminuisce o cresce [2]).

Nel modello i fenomeni raccolti sotto la lettera *c* si otterranno spostando, nel modo già descritto, i pesi mobili sopra le sbarre del primo sistema parziale.

d) Se non v'è forza applicata al secondo volano, si manifesta nel sistema del quale esso fa parte, una causa di moto negli istanti in cui il momento di inerzia della trasmissione si altera.

Questa causa tende a produrre una rotazione diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario secondo che il momento diminuisce o cresce.

Se non v'è forza (elettromotrice) applicata al circuito secondario, si manifesta in esso una corrente indotta negli istanti in cui il coefficiente di induzione mutua si altera.

Questa corrente indotta è diretta nel medesimo verso dell'inducente o nel contrario secondo che il coefficiente di induzione diminuisce o cresce.

Volendo ottenere questi altri fatti si infilano sopra le sbarre che reggono i pignoni della trasmissione, due masse mobili; e si dispongono tutte le altre cose esattamente nel modo, che si seguiva dianzi per alterare il momento di inerzia del primo sistema parziale.

1) Parlo degli effetti, che si osservano nel *secondo* volano, solamente per fissare le idee. In realtà le parti si possono invertire.

2) La cosa si può fare in pratica ponendo una dentro l'altra due eliche, delle quali l'interna (per esempio) si fa percorrere da una corrente. Si metterà ancora in circuito col conduttore primario, per comunicazione lontana, una spirale, che si possa allungare o schiacciare.

4. *Due circuiti in presenza, forniti di condensatori.* — Il modello or ora descritto si riduce ad un sistema diciclico imperfetto quando ad uno o ad entrambi i « circuiti » si aggiungano le corde elastiche, che rappresentano i condensatori. Si ottengono così gli apparecchi delle figure 3 e 4.

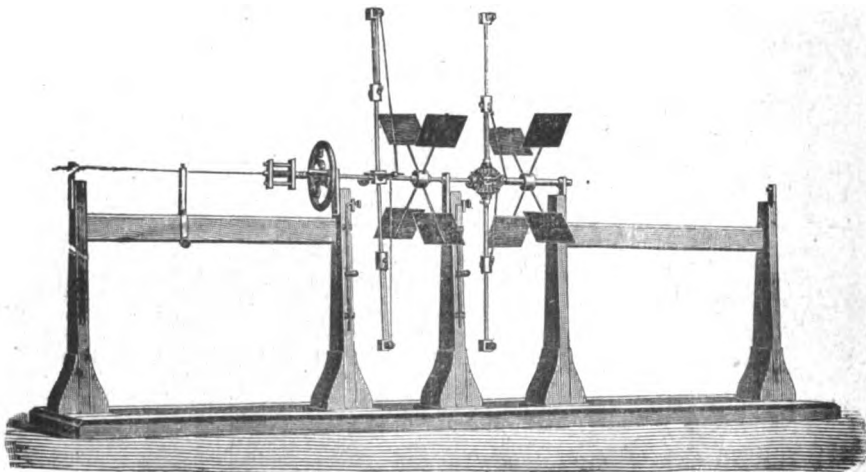



Fig. 3.

Le equazioni del moto hanno una forma analoga alla (5), e cioè si scrivono:

$$
(9) \qquad
\begin{aligned}
E_1 &= \frac{d}{dt}(L_1 i_1 + M i_2) + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} q_1 ; \\
E_2 &= \frac{d}{dt}(L_2 i_2 + M i_1) + R_2 i_2 + \frac{1}{C_2} q_2 ;
\end{aligned}
$$

in esse le costanti C_1 e C_2 hanno un significato ovvio.

Da queste equazioni si ricavano, con procedimenti conosciuti, tutti i fenomeni di risonanza. Tali fenomeni ci dobbiamo dunque aspettare che si riscontrino sul modello. In realtà la cosa è possibile, almeno nei tratti principalissimi.

In particolare, se si conserva il solo « condensatore » di sinistra (fig. 3), si induce nel secondo sistema parziale un movimento alternativo. Il quale è spostato di fase rispetto all'inducente, così che la sua velocità si annulla ogni volta che la

velocità del movimento primario raggiunge un valore massimo o minimo.

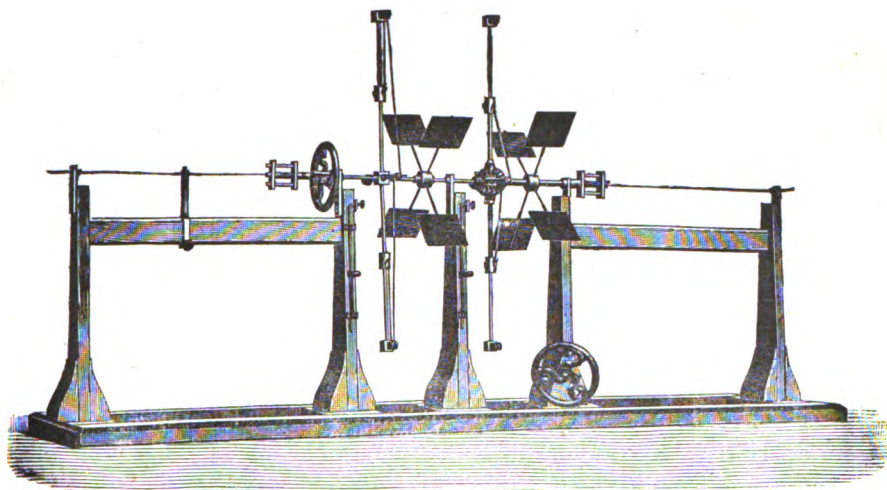



Fig. 4.

Quando invece si aggiungano al modello entrambe le corde elastiche (fig. 4), i fenomeni doventano molto complessi. Si vede però nettamente che l' eccitazione riesce male quando i periodi proprii dei due sistemi parziali siano molto diversi mentre si fa assai bene nel caso dell' unisono.

Pisa, Istituto fisico dell' Università. Maggio 1897.

SOPRA IL SIGNIFICATO DELLA COSTANTE $\frac{HV}{T}$ NEI GAS.

Nota del Dott. C. DEL LUNGO.

Il Prof. Boggio-Lera autore della nota « *Intorno al significato della costante* $\frac{HV}{T}$ » ha replicato alle osservazioni fattegli dal sig. Joubin e da me [1]). La sua replica, specialmente

1) N. Cimento, Aprile, Luglio, Settembre 1897

per quanto concerne le osservazioni mie, mi sembra che manchi di quella serenità obiettiva la quale dovrebbe sempre dominare in tali discussioni, dove ogni personale sentimento di amor proprio dovrebbe cedere davanti al fine comune che è la ricerca della verità. Per questo, piuttosto che riaprire una discussione, credo più opportuno e più utile ripresentare la questione che ha dato luogo alla polemica, in quelli che a me sembrano i suoi veri termini.

La costante R di un gas perfetto, definita dalla relazione $R = \frac{HV}{T}$, si può calcolare direttamente, riferendosi ad un dato stato del gas; p. es. facendo $T = 273$, $H = 10333$ e ponendo per V il volume in $m.^3$ occupato da 1 kg. del gas a 0° e 760 mm. Il dato sperimentale occorrente e dal quale dipende il valore di R è la densità del gas, necessaria per trovare V. Così si trovano i valori di R per vari gas, che io ho citati togliendoli dallo Zeuner.

Ma quale è il significato fisico della R? Il Prof. Boggio-Lera, nonostante il titolo apposto alla sua prima Nota, non l'ha ancora detto, preoccupato del valore numerico della R. Solamente egli è arrivato a concludere, con considerazioni teoriche, che il rapporto $\frac{HV}{T}$ « è lecito supporre sia una quantità proporzionale all'equivalente dinamico del calore ».

Che significhi questa *proporzionalità* fra due grandezze delle quali una certamonte (E) è costante, ripeto, non lo capisco [1]). Il fatto è che la costante R ha un significato ben semplice e preciso. *Essa rappresenta il lavoro esterno di dilatazione eseguito quando l'unità di peso del gas si riscalda di un grado a pressione costante.* La enunciazione e

1) Il Prof. Boggio-Lera sostiene l'esattezza di tale espressione la quale gli " permette di stabilire che $\frac{HV}{T}$ deve potersi esprimere mediante un prodotto di cui uno dei fattori deve essere l'equivalente meccanico del calore! „

Ma, di grazia, come potrebbe essere altrimenti? Se $\frac{HV}{T}$ è un lavoro, cioè un numero di chilogrammetri, come non potrebbe esprimersi con un prodotto di due fattori, dei quali l'uno (lasciando l'altro indeterminato) sia 427 o qualunque altro numero? Date due grandezze omogenee, l'una potrà sempre esprimersi con un prodotto del quale l'altra sia un fattore. Ma che c'entra la proporzionalità?

la dimostrazione di questo significato, che costituisce la vera definizione della costante R, l' ha data il Dott. Sandrucci in una sua Nota non recente, che il Prof. Boggio-Lera certamente non ha veduto, perchè altrimenti ne avrebbe tenuto conto nel suo lavoro [1]).

Il lavoro esterno eseguito dal gas nel passare dallo stato $p\, v_1\, T_1$ allo stato $p\, v_2\, T_2$ è dato da

$$L_{T_1}^{T_2} = p\,(v_2 - v_1)$$

ma poichè

$$p\, v_1 = R\, T_1 \qquad p\, v_2 = R\, T_2$$

avremo

$$L_{T_1}^{T_2} = R\,(T_2 - T_1)\,.$$

E se l' aumento di temperatura è di un solo grado

$$L_{T}^{T+1} = R\,.$$

Tale definizione si può del resto anche ricavare dalla nota relazione

$$(\alpha) \qquad E\,(C - c) = R$$

perchè appunto la differenza dei due calorici specifici corrisponde al lavoro esterno di dilatazione per l' aumento di un grado. Dalla relazione (α) conoscendo E, C e c si può determinare R ; ed ammesso come noto sicuramente E, il valore di R viene a dipendere dai valori assegnati dall' esperienza a C e c. Compatibilmente con le incertezze sperimentali i due valori di R trovati in questo e nel modo precedente devono coincidere.

Ed ora veniamo al nodo della questione. Il valore di R per l' idrogeno (422,5) è assai prossimo al valore dell' equivalente meccanico della caloria (426-27). Zeuner notò pel primo questa coincidenza inclinando a crederla fortuita; il Sandrucci citando Zeuner ha discusso questa coincidenza proponendo una

1) Sopra la costante R nell' isoterma dei gas perfetti. Giornale di matematiche diretto da G. Battaglini, Napoli, v. 25°, 1886.

ragione teorica assai incerta: ultimamente il Boggio-Lera riportando il fatto ha creduto poterne dare una spiegazione numerica.

Che il valore di R per l'idrogeno sia assai vicino a quello di E, è un fatto che risulta dal calcolo del rapporto $\frac{HV}{T}$ e sul quale non c'è da dubitare. Dobbiamo pure accettare per vera la relazione (α): quindi ne consegue che anche il valore di R calcolato con la (α) coincida col precedente e sia molto prossimo ad E, per cui si può prevedere *a priori* che la differenza $(C - c)$ per l'idrogeno sarà poco diversa da *uno*. Ma questa non è una dimostrazione nè una prova del primo fatto, bensì una conseguenza. Far vedere che il valore di R calcolato mediante la (α) è molto vicino ad E; o, che è lo stesso, far vedere che la differenza $C - c$ è approssimativamente eguale ad uno; oppure, come ha fatto con troppi numeri il Prof. Boggio-Lera, che, scrivendo la (α) nella forma

$$\frac{1}{C - c} \cdot R = E$$

il primo fattore del primo membro è molto prossimo all'unità, tutto questo non è provare che debba esistere la eguaglianza esatta o approssimata $R = E$, ma di nuovo e indirettamente verificarla.

Una maniera per dimostrare teoricamente la detta eguaglianza sarebbe quella di provare che la differenza $C - c$ per l'idrogeno *deve* essere eguale all'unità, si intende senza occuparsi dei valori numerici trovati per C e c. Ma nè per questa via nè per altre la cosa è possibile, perchè si può affermare che l'eguaglianza $R = E$ per l'idrogeno, anche se è esatta, è fortuita.

Se la caloria fosse stata stabilita mediante una sostanza diversa dall'acqua, il valore dell'equivalente meccanico del calore sarebbe differente; i calorici specifici C e c riferiti alla nuova unità sarebbero differenti; R sarebbe la medesima. Si avrebbe ancora la relazione (α), ma non sarebbe più la differenza dei nuovi calorici specifici eguale prossimamente all'unità, nè, con la stessa approssimazione, $R = E$.

Ma, anche riferendosi all' acqua, si può provare che la coincidenza dei valori di R ed E è fortuita.

Ciò che ha fatto pensare che essa non sia fortuita è la circostanza che per l'appunto l' idrogeno è il gas più leggero e quello a cui si riferiscono le densità degli altri. Ma se esistesse o si scoprisse un altro gas X meno denso dell' idrogeno, e ad esso si riferissero le densità, si vede subito che la costante del nuovo gas sarebbe maggiore di quella dell' idrogeno (in ragione inversa delle densità) mentre quella dell' idrogeno e degli altri gas rimarrebbero le stesse. Quindi lo speciale valore della costante R dell' idrogeno, non è in alcuna relazione col fatto, che esso è il più leggero dei gas conosciuti.

E ne concludo che, se fosse esistito un altro gas meno denso al quale si fossero riferite naturalmente le densità di tutti gli altri compreso l' idrogeno, nessuno probabilmente avrebbe fatto osservazione alla prossimità del valore della costante R di quest' ultimo al valore di E; e lo Zeuner, il Sandrucci, il Prof. Boggio-Lera e il sottoscritto avrebbero fatto a meno di scriverne pro e contro, con molto discutibile vantaggio della scienza.

Firenze, 15 Ottobre, 1897.

SULLA CAPACITÀ DI POLARIZZAZIONE DELLE FOGLIE METALLICHE SOTTILISSIME.

Ricerche del Prof. GIOVAN PIETRO GRIMALDI
e del Dott. GIOVANNI PLATANIA [1]).

(Largo sunto degli Autori).

In uno studio riguardante l' influenza dello spessore degli elettrodi sulla produzione e dissipazione della polarizzazione [2]), eseguito lo scorso anno su foglie d' oro sottilissime e su lamine dello stesso metallo, deducemmo che la capacità appa-

1) Atti dell'Acc. Gioenia di Catania, vol. 10, serie 4, 1897.

2) Rend. Acc. dei Lincei, serie 5, vol. 5°, 2° sem., pag. 100, 1896. — Nuovo Cimento, serie 4, vol. 4°, pag. 149, 1896.

rente di carica risulta per le lamine molto più grande che per le foglie. Però tale capacità apparente, nella quale, atteso il lungo tempo t di carica (2 a 30 secondi), prevale l'influenza della penetrazione della stessa, non è da confondersi con la capacità iniziale che si ha per $t = 0$ $p = 0$ e che solo sembra doversi prendersi in considerazione quando si voglia paragonare un voltametro a un condensatore o ad un sistema di due condensatori in serie.

In questa memoria esponiamo i risultati delle ricerche da noi eseguite allo scopo di studiare la polarizzazione con cariche date a partire da tempi tanto piccoli da potere trascurare la dissipazione spontanea della polarizzazione e la penetrazione delle cariche durante le misure.

Per tale studio era necessario un apparecchio che permettesse di caricare i voltametri per un tempo molto breve esattamente determinato.

Dopo molti tentativi, coi mezzi limitati che erano a nostra disposizione, riuscimmo a far costruire in questo laboratorio un interruttore di precisione a pendolo che ci ha permesso di sperimentare con tempi di carica fino a un millesimo di secondo.

Esso consta essenzialmente di un'asta di legno, che porta una lente del peso di 40 kg. circa. All'estremità superiore dell'asta è incastrato un robusto anello di ferro, che regge un coltello triangolare di acciaio accuratamente lavorato. L'estremità inferiore della stessa è prolungata da una spranga di ottone, divisa in due da una fenditura nella quale, per mezzo di viti, si possono fissare delle molle di acciaio.

Il coltello del pendolo poggia sulla intersezione di due piani ad angolo ottuso tagliati in un pezzo di acciaio non temperato, il quale è fissato rigidamente sopra una robusta mensola, murata in un grosso muro.

Sotto il pendolo è collocata una piattaforma di ottone, sorretta da un sostegno metallico, di forma speciale, anch'esso murato nel muro. Questo sostegno permette di fare scorrere la piattaforma normalmente al piano di oscillazione del pendolo, di innalzarla e abbassarla, e di farla rotare alquanto intorno a un asse verticale.

Sulla piattaforma viene fissato, con morsetti, il pezzo che serve a stabilire i contatti elettrici. Questo consiste in una tavoletta rettangolare di ebanite di $1^{cm},5$ di spessore, sulla quale sono disposte, normalmente al piano di oscillazione del pendolo, delle striscie di rame di 2 a 3 mm. di spessore e della larghezza richiesta, alternate con striscie di ebanite di uguale spessore. Ai due lati il sistema termina con due striscie di ebanite, le quali con piano leggermente inclinato, dallo spessore sopra indicato vanno a terminare a taglio di coltello. Le striscie di rame e di ebanite combaciano esattamente tra loro in modo da formare un piano unico. Esse sono tenute aderenti sulla tavoletta rettangolare da due spranghe di ferro e da viti elettricamente isolate.

Le chiusure dei circuiti elettrici vengono operate dal passaggio sulle lastre di rame della molla fissata alla parte inferiore del pendolo. Queste in alcuni pezzi sono state tagliate in modo che p. es. per ogni $1^{cm},5$ di lunghezza abbiano larghezza diversa, e così una stessa lastra ha servito per operare diversi contatti spostando la tavoletta in modo che la molla scorra successivamente sulle diverse parti della lastra.

Per fare ben funzionare questa parte dell' apparecchio furono necessari molti tentativi e numerose ricerche preliminari. Si ottennero infine buoni risultati adoperando, invece di un unica molla, un sistema di tre molle larghe 8^{mm}, spesse $0^{mm},20$ la centrale sporgente $4^{cm},4$ dall' estremità del pezzo di ottone, e le laterali 4^{mm} più corte ed alquanto divaricate in modo da essere lontane inferiormente 2^{mm} circa dalla molla centrale.

Il pezzo dei contatti è regolato in modo che quando il pendolo è messo in oscillazione la molla centrale urta nel piano inclinato di una delle strisce laterali di ebanite e va successivamente piegandosi fino a deviare di circa un centimetro dalla primitiva posizione. Quando questo spostamento raggiunge 2^{mm}, essa viene rinforzata da una delle molle laterali. Si ha così, con un urto relativamente leggero, un contatto relativamente forte.

Replicate osservazioni ci dimostrarono che, quando l' apparecchio è ben regolato, la molla centrale seppure comincia a vibrare un poco quando batte sul piano inclinato d' ebanite,

le vibrazioni si smorzano subito ed essa traccia un solco continuo sulla superficie orizzontale d' ebanite e di rame. Questo fatto si può constatare facilmente sia affumicando la superficie di rame, sia esaminando il solco tracciato dalla molla, se la superficie del rame è leggermente ossidata.

Una disposizione speciale serve a mettere in oscillazione il pendolo, facendolo costantemente partire da un punto determinato. Consiste in un telaio orizzontale di ferro, murato in un muro normale a quello che regge il pendolo. Questo telaio porta una vite orizzontale fissa in direzione all' incirca normale al piano di oscillazione del pendolo e sulla quale può scorrere una madrevite. All' estremo del telaio è fissata una carrucola, della quale si può convenientemente regolare la posizione. Un filo metallico flessibile, fissato all' asta del pendolo, passa nella gola della carrucola e, dopo piegato ad angolo retto, viene legato con l' altro capo alla madrevite del telaio. In questo modo, girando la vite, si può alzare il pendolo fino a che l' estremità della molla centrale collimi con l' incontro di due rette tracciate sopra una lastra di ottone fissata rigidamente al muro.

Il pendolo viene messo in libertà tagliando con una pinza il filo metallico, fra la madrevite e la carrucola. L' esperienza ci dimostrò esser questa la migliore tra le diverse disposizioni immaginate in proposito. L' allungamento del filo durante il taglio è trascurabile.

Ci assicurammo che il pendolo ritornava sempre alla stessa posizione di equilibrio, e che la molla, strisciando sul rame, non subiva deformazioni permanenti. È da avvertire del resto che il pendolo viene sempre fermato dopo un numero pari di oscillazioni.

Per mezzo di speciali disposizioni ottenemmo che lo spigolo del coltello del pendolo fosse orizzontale, il suo piano di oscillazione verticale, e che la tavoletta scorresse normalmente a questo piano.

Per determinare i tempi t di chiusura dei circuiti, ci siamo serviti della formola

$$t = \frac{T}{180}\left(\text{arc cos}\,\frac{x}{a} - \text{arc cos}\,\frac{x'}{a}\right)$$

dove a, x', x, denotano gli angoli di spostamento del pendolo dalla posizione di equilibrio al principio dell' oscillazione, al principio e alla fine della chiusura, e T la durata di oscillazione del pendolo.

Per tale determinazione occorre conoscere:

1.° La larghezza l delle diverse lastre di rame, che si può ritenere, con più che sufficiente approssimazione, uguale alla differenza dei due archi x'-x. Essa si determina con la macchina da dividere, sugli stessi punti della lastra dove scorre la molla, e con l' approssimazione di un centesimo di millimetro per le piccole larghezze: un errore di un decimo di millimetro corrisponde all' incirca a un decimillesimo di secondo, ed è impossibile commetterlo nelle nostre condizioni;

2.° Il valore assoluto di x' e x. Si deduce da misure dirette con l' approssimazione di mezzo millimetro circa, tenendo conto dello spostamento della molla, che si misura con un piccolo artificio durante l' oscillazione. È facile vedere che anche un errore di 1mm nei valori assoluti di x e x' (rimanendo costante la differenza x'-x) non può produrre che una influenza assolutamente insignificante sulla misura di t. Perciò si determina uno dei due archi x', x e si calcola l' altro dalla formola $l = x'$-x;

3.° Il valore di a e quindi anche la distanza d fra l' estremità della molla e l' asse di sospensione del pendolo. Il valore di d si determina facendo due letture col catetometro, e a si calcola dalla tangente misurata per mezzo di un metro campione orizzontale. È difficile commettere, in quest' ultima misura, un errore di mezzo millimetro, e si può facilmente constatare che ciò produce un errore di circa un decimillesimo di secondo, per un valore di $t = {}^1/_{50}$ di secondo, e molto minore per tempi più piccoli;

4.° Il valore di T, viene dedotto con sufficiente esattezza da quello di molte oscillazioni.

Constatammo con ripetute osservazioni che l' attrito della molla di acciaio non ha influenza sensibile sulla durata di oscillazione del pendolo.

Nelle nostre misure abbiamo adoperato cinque pezzi di contatto, nei quali l varia all' incirca da 1 a 180mm, ciò che

corrisponde a valori di t da $0^s,001$ a $0^s,15$ circa; T è molto vicino a 1^s e a a 15^0. Però con la lastra di 180^{mm} i risultati sono un po' meno precisi ed è preferibile adoperare una lastra più stretta e diminuire l' angolo iniziale di spostamento del pendolo.

Abbiamo voluto controllare i risultati del nostro apparecchio facendo chiudere dal pendolo, per tempi diversi, un circuito contenente una pila campione, un galvanometro balistico col telaio avente un numero di giri non molto grande e una resistenza sensibilmente priva di autoinduzione. La proporzionalità fra i tempi di chiusura, calcolati con la formola sopra indicata, e le deviazioni impulsive del galvanometro fu perfetta e tale da dimostrare nella misura relativa dei valori di t un' approssimazione ancora maggiore di quella preveduta.

Constatammo pure che, facendo chiudere dal pendolo il circuito alternativamente alla prima e alla terza oscillazione, si ottenevano sensibilmente gli stessi risultati, ciò che ci confermava essere trascurabile l' attrito della molla d' acciaio. Malgrado ciò la resistenza elettrica del contatto della molla con una delle lastre di rame, misurata direttamente, ci risultò inferiore a $0^{ohm},003$.

Per eseguire le esperienze che formano oggetto del presente lavoro si caricava uno dei voltametri, chiudendo con l' interruttore anzidetto per il tempo richiesto un circuito che conteneva il voltametro la pila normale ed una resistenza a coefficiente di autoinduzione sensibilmente nullo e si determinava la f. e. m. di polarizzazione p prodotta dalle diverse cariche, chiudendo il voltametro per un tempo sufficientemente piccolo con un galvanometro balistico e una resistenza R' (a coefficiente di autoinduzione sensibilmente nullo) talmente grande da poter ritenere trascurabile la diminuzione di f. e. m. del voltametro durante al chiusura del circuito.

Come galvanometro balistico adoperammo: 1° un galvanometro Magnus ad aghi astatici, a forte resistenza e a leggero smorzamento, nel quale per diminuire il numero eccessivo di giri si adoperava un solo dei due rocchetti; 2° un galvanometro Deprez d' Arsonval, nel quale si soppresse lo shunt, si rallentarono i fili inferiori e per aumentarne la du-

rata di oscillazione si sospese al telaio una lastrina di rame che portava due pezzi di piombo. Entrambi gli strumenti davano risultati sensibilmente uguali.

Il valore delle deviazioni veniva dedotto con la formola approssimata

$$d = \alpha_1 + \frac{\alpha_1 - \alpha_3}{L},$$

dove α_1 indica la prima e α_3 la terza elongazione del galvanometro.

Nel nostro caso i fenomeni d'induzione non hanno influenza sensibile della qual cosa ci assicurammo con ricerche dirette che per brevità non riportiamo.

Le lamine di oro brunite (spessore $0^{mm},09$), prima di venire immerse nel voltametro, erano ripulite con smeriglio finissimo, lavate con acido nitrico bollente e poi ripetutamente con acqua distillata.

Le foglie di oro venivano distese sopra fili sottili dello stesso metallo ricoperti di un leggero strato di mastice chatterton, e lasciati scoperti in alcuni punti per stabilire il contatto elettrico. Con questa disposizione la costruzione degli elettrodi di foglia d'oro era resa più agevole di quello che non fosse con le disposizioni precedentemente adoperate, e nello stesso tempo si poteva ottenere con buona approssimazione l'eguaglianza fra la superficie delle foglie e quella delle lamine.

In queste ricerche sono state adoperate esclusivamente foglie di oro fabbricate dal Müller di Dresda del titolo $^{975}|_{1000}$ e dello spessore (dedotto dal peso) variante fra limiti abbastanza ristretti e in media di $94^{mm} \times 10^{-6}$.

In ogni serie di esperimenti si poneva la massima cura a che le superficie delle foglie e delle lamine fossero eguali.

La resistenza interna dei voltametri, misurata col metodo di Kohlrausch, variò nei diversi casi da 2^{ohm} a 20^{ohm}.

I recipienti nei quali erano immerse sì le foglie che le lamine erano di grandi dimensioni rispetto alla distanza fra gli elettrodi.

Abbiamo cimentate in queste misure otto coppie di foglie di oro con superficie variante da 3 cm² a 8 cm² circa e per

buona parte di esse abbiamo fatto delle lunghe serie di esperimenti.

Dopo ogni misura si mettevano i voltametri in corto circuito per un tempo sufficiente a che la polarizzazione residua non avesse influenza apprezzabile nelle misure successive.

Si facevano poi degli esperimenti di controllo dopo che i voltametri erano rimasti in corto circuito per un' intera notte, ottenendo sensibilmente gli stessi risultati.

Fin dai primi esperimenti osservammo che, rimanendo costante la f. e. m. polarizzante, quando le cariche venivano date per tempi piccoli la f. e. m. di polarizzazione delle foglie era minore di quella delle lamine, contrariamente a quello che avevamo ottenuto per cariche date in tempi lunghi.

Con l' aumentare del tempo di carica t (e quindi anche della carica stessa) la differenza tra la f. e. m. di polarizzazione delle lamine e delle foglie tendeva a diminuire, fino a diventare eguale a zero per un dato valore di t: aumentando ancora il tempo di carica la f. e. m. di polarizzazione delle foglie diventava superiore a quella delle lamine, conformemente ai risultati delle esperienze da noi precedentemente pubblicate.

Riportiamo qui sotto due tabelle che dimostrano questo comportamento complesso dei fenomeni. Ognuno dei valori in esse contenuto rappresenta la media di molte osservazioni ripetute anche in diversi giorni e sufficientemente concordanti. Le misure furono eseguite 15 giorni dopo che le lamine e le foglie erano immerse nel liquido. Il circuito del galvanometro si chiudeva circa $0^s,003$ dopo l' interruzione del circuito polarizzante e la chiusura durava anche $0^s,003$ all' incirca.

TABELLA I.

Elettrodi M $s=7,75$ $\rho=425^{oh}$

t	L	F	L/F
s	dll	dll	
0,0022	0,045	0,033	1,36
0,0047	0,084	0,068	1,23
0,011	0,170	0,139	1,22
0,021	0,260	0,224	1,16
0,054	0,434	0,377	1,14
0,147	0.546	0,526	1,03
0,295	0,606	0,605	1,00

TABELLA II.

Elettrodi M $s=7,75$ $\rho=100^{oh}$

t	L	F	L/F
s	dll	dll	
0,00095	0,089	0,059	1,50
0,0022	0,192	0,137	1,40
0,0047	0,297	0,233	1,30
0,011	0,422	0,328	1,29
0,021	0,514	0,407	1,26
0,054	0,623	0,531	1,17
0,147	0,671	0,735	0,91

Le due tabelle si riferiscono a elettrodi aventi ognuno la superficie di 7,75 cm.² per faccia. Negli esperimenti della tabella I la resistenza ρ del circuito di carica era 425^{oh}, in quelli della tabella II era 100^{oh}; la pila di carica, come si è detto era sempre una normale Raoult.

Nella 1ª colonna sono indicati i tempi di carica in secondi, nella 2ª la f. e. m. di polarizzazione L per le lamine, prendendo come unità la f. e. m. della pila normale; nella 3ª colonna le f. e. m. di polarizzazione F per le foglie e nella 4ª il rapporto L/F, cioè il rapporto tra le f. e. m. di polarizzazione raggiunte dalle lamine e quelle raggiunte dalle foglie, dopo uno stesso tempo di carica, data da una stessa f. e. m. attraverso un circuito di identica resistenza.

Questo rapporto, dapprima notevolmente maggiore di 1, tende a diventare eguale all'unità con l'aumentare il tempo di carica e poi, per valori di t sufficientemente grandi, diventa minore di 1.

Se i risultati delle dette tabelle si rappresentano graficamente prendendo per ascisse i tempi t e per ordinate le f. e. m. di polarizzazione L ed F, le curve risultanti si confondono sensibilmente con delle linee rette fino al valore di $t = 0^s,005$ circa per $\rho = 425^{oh}$ e al valore di $t = 0^s,003$ circa per $\rho = 100^{oh}$; le linee relative alle foglie sono meno incurvate di quelle relative alle lamine e perciò le incontrano in un punto corrispondente a $t = 0^s,30$ circa per $\rho = 425^{oh}$ e in un punto corrispondente a $t = 0^s,115$ circa per $\rho = 100^{oh}$.

Qualitativamente tutte le foglie si sono comportate allo stesso modo; quantitativamente però il rapporto L/F in generale, per tempi eguali di carica, era un poco differente nei diversi casi, anche quando i valori di L rimanevano costanti.

Questi risultati sono confermati da molte altre misure che quì per brevità non riportiamo.

Se indichiamo con Q la quantità di elettricità fornita al voltametro e con p la f. e. m. di polarizzazione prodotta dalla medesima, la quantità Q/p esprime [1]) la capacità media apparente del voltametro fra 0 e p.

1) Bouty. Ann. de Chimie et de Physique ; 7 série, t. 3°, Octobre 1894.

Nelle nostre esperienze comparative, in verità a causa della diversa polarizzazione, le cariche Q fornite al voltametro a foglie, per uno stesso tempo di carica, risultano alquanto maggiori di quelle relative al voltametro a lamine: potremo però trascurare in prima approssimazione tale differenza e l'errore commesso sarà tanto minore quanto più piccola è la f. e. m. di polarizzazione.

Avremo allora che il rapporto L/F ci esprimerà *la capacità apparente del voltametro a foglie riferita a quella del voltametro a lamine.*

Diminuendo p e t le capacità apparenti tendono a diventare eguali alle capacità iniziali di carica e i rapporti L/F, per t molto piccolo, ci daranno dei valori approssimati dei rapporti di tali capacità.

Dai risultati delle tabelle precedenti possiamo quindi dedurre le seguenti conclusioni:

1) La capacità iniziale di polarizzazione, per $t = 0$, $p = 0$, è molto più grande per le foglie che per le lamine d'oro.

2) Con l'aumentare di t la capacità apparente di carica delle lamine aumenta più rapidamente della capacità apparente di carica delle foglie in modo da raggiungere il valore di questa e sorpassarlo per tempi sufficientemente lunghi.

Queste esperienze sono adunque perfettamente d'accordo con le precedenti; esse contengono inoltre un risultato che da quelle esperienze non si poteva prevedere, perchè erano state eseguite con tempi di carica relativamente molto lunghi.

Come allora facemmo osservare, il maggiore aumento della capacità apparente delle lamine relativamente a quella delle foglie, sembra si debba attribuire alla penetrazione delle cariche, cioè alla diffusione degli ioni nell'interno degli elettrodi e dimostra che in un tempo relativamente breve la carica attraversa tutto lo spessore delle foglie d'oro.

Infatti col crescere di t e di Q cresce la quantità di ioni occlusi e quindi anche la capacità apparente del voltametro. Ora se nel tempo nel quale si compie il fenomeno la carica non può arrivare a penetrare per tutto lo spessore della foglia d'oro, sembra assai probabile che le lamine e le foglie debbano presentare, per questo riguardo, identico comporta-

mento e il rapporto della loro capacità debba conservarsi costante. Se però il tempo nel quale avviene il fenomeno è tale da permettere agli ioni di attraversare tutto lo spessore delle foglie, il flusso di essi (che negli elettrodi di spessore indefinito, secondo il Witowski, [1]) segue la legge del Fourier) molto probabilmente deve modificarsi, e il rapporto tra le capacità delle foglie e quella delle lamine deve diminuire.

Ora dalle tabelle sopra riportate e dalle altre misure fatte risulta che le variazioni di tale rapporto erano nel nostro caso sicuramente accertate dopo uno o due centesimi di secondo dal principio della carica.

Questi valori sembrano indicare quindi un limite superiore del tempo impiegato dagli ioni a penetrare nell' interno delle foglie per metà del loro spessore considerato come uniforme, cioè per circa $50^{mm} \times 10^{-6}$.

Se si volesse ammettere che tale risultato valga anche per spessori più grandi, si avrebbe per uno spessore di $0^{mm},1$ un tempo da 20 a 40 secondi circa.

È utile avvertire che in questa deduzione non si è tenuto conto della perdita della carica per convezione. Tale perdita, oltre a essere, secondo il Witowski, piccola relativamente alla carica penetrata nell' interno degli elettrodi, secondo le interessanti ricerche di Bouty, [2]) sarebbe a un dipresso trascurabile per le polarizzazioni del platino in un voltametro contenente un sale neutro, anche quando il tempo di carica dura una diecina di secondi.

Sembra ad ogni modo che nel nostro caso, trattandosi di misure relative, non possa avere grande influenza.

Ricorderemo in proposito che il Root [3]), per suggerimento di v. Helmholtz, fece una determinazione del tempo impiegato dagli ioni a diffondersi nelle lamine di platino. Egli costruì un sistema di due voltametri, in ognuno dei quali pescava una delle lamine di platino A e B, e che erano separati da una lamina C di $0^{mm},02$ di spessore. Con l' elettrometro di Lippmann si determinava la differenza di potenziale tra B e C

1) Wied. Ann Bd. 11, S. 759; 1880.
2) Mem. citata, pag. 29.
3) Pogg. Ann. Bd. 159, S. 416; 1876.

che dopo alcuni giorni di osservazione molto piccola. Se allora si chiudeva un circuito che comprendeva due Daniell e le lamine C e A, si osservava, dopo soli cinque minuti, una differenza di potenziale fra B e C di 0^{dll},015 circa, dovuta al gas che aveva attraversato in quel tempo la lamina C. Sarebbe interessante ripetere gli esperimenti di Root con le foglie d' oro.

Riguardo alla differenza della capacità iniziale delle foglie e delle lamine di oro, trattandosi in questo caso di cariche superficiali, sembra difficile ammettere che essa sia dovuta al differente spessore degli elettrodi.

Piuttosto bisogna ricercarne la causa nello stato diverso della loro superficie.

Nel nostro caso la differenza in parola si spiega perfettamente se si ammette che le foglie d' oro siano più porose delle lamine dello stesso metallo tirate al laminatoio, di guisa che la superficie elettrica nelle prime sia più grande di quella delle seconde, relativamente alla superficie geometrica.

Accenneremo sul riguardo un esperimento riferito dal Bartoli [1]) nelle sue ricerche sulla polarizzazione elettrolitica, che egli eseguì con un metodo simile a quello adoperato in questo lavoro, salvo che i voltametri venivano polarizzati per tempi brevissimi mantenuti costanti e si faceva invece variare la f. e. m. di carica. Polarizzando degli elettrodi di carbone da pila o di lastre di grafite e confrontandoli con elettrodi di cera metallizzati superficialmente con grafite, egli trovò che la superficie elettrica dei primi, a causa della loro porosità, era 200 volte più grande della loro superficie geometrica.

Ricorderemo pure che il Blondlot [2]) ha trovato, e il Bouty [3]) e altri hanno confermato che riscaldando al calor rosso delle lamine di platino, in modo da renderne i pori più atti all'assorbimento degli ioni, la capacità iniziale di un voltametro formato con tali elettrodi, da principio molto grande, va successivamente diminuendo fino a ridursi a un quarto, dopo qualche giorno d' immersione.

Accenneremo infine che sulla porosità delle foglie metal-

1) Mem. R. Accad. dei Lincei, serie 3, v. 8°, 1880.
2) Journ. de Physique, t. 10°, 1. serie, p. 444; 1881.
3) Mem. cit., pag. 57.

liche sottilissime si è dibattuta di recente un' importante polemica fra Arons e Luggin, per la esposizione della quale dobbiamo rimandare alla Memoria completa.

Le nostre esperienze ci permettono anche di dedurre con una certa approssimazione i valori assoluti delle capacità apparenti di carica medie fra 0 e p per le diverse polarizzazioni e delle capacità iniziali delle lamine e delle foglie per $p = 0$ e $t = 0$.

Per determinare le prime, dedotti dalle curve eseguite su grande scala i valori di p per diversi tempi di carica, si possono calcolare le varie quantità di elettricità fornite al voltametro in un dato tempo.

Infatti sia Q_1 la quantità di elettricità fornita a un voltametro durante il tempo t_1 quando la polarizzazione ha raggiunto il valore p_1, e Q_2 la quantità di elettricità fornita allo stesso durante il tempo $t_2 > t_1$ quando la polarizzazione ha raggiunto il valore p_2; se t_1 e t_2 sono vicini tra loro e p_1 differisce poco da p_2 si può scrivere in via d' approssimazione

$$Q_2 = Q_1 + \frac{1 - \frac{p_1 + p_2}{2}}{\rho} (t_2 - t_1) .$$

L' approssimazione è tanto maggiore quanto più esattamente sono verificate le condizioni sopra dette.

Riportando in una tabella i valori, così calcolati di Q per le lamine e per le foglie e i valori delle capacità apparenti medie fra 0 e p, per le lamine C_L e per le foglie C_F, dai numeri ottenuti risulta che il rapporto $K = \frac{C_F}{C_L}$, per piccole polarizzazioni, è abbastanza vicino al quoziente L/F, ciò che giustifica i ragionamenti precedenti.

I valori di C_L e C_F crescono notevolmente con l' aumentare della carica. Dalle curve ottenute prendendo per ascisse i valori di Q e per ordinate i valori C_L e C_F, dedotti dai dati della tabella I, si possono ricavare con sufficiente approssimazione i valori di tali capacità per $Q = 0$.

Si ha $C_L = 115^{mf}$, $C_F = 155^{mf}$.

Se si eseguiscono i medesimi calcoli per i dati della tabella II si ottengono curve simili, sebbene un po' meno re-

golari, il che si comprende facilmente, essendo in tal caso in giuoco cariche più notevoli. I valori di C_L e C_F per $Q=0$ risultano in questo caso rispettivamente 105^{mf} e 147^{mf}. Attribuendo le differenze agli errori inevitabili in determinazioni di tal genere, e prendendo la media, abbiamo rispettivamente per la capacità iniziale di carica dei voltametri a elettrodi di lamine e foglie $C_L = 110^{mf}$, $C_F = 150^{mf}$ in cifra tonda.

È da osservare in proposito che per uno stesso valore di Q le capacità apparenti dedotte dalla tabella I sono maggiori di quelle dedotte dalla tabella II, ciò che dimostra che le dette capacità oltre che da Q dipendono anche da t; e per uno stesso valore di Q crescono col crescere di t. Questo risultato è d'accordo con quanto ha trovato il Bouty per le lamine di platino [1]).

I valori sopra trovati delle capacità iniziali di carica si riferiscono a voltametri con elettrodi di $7^{cm^2},75$ di superficie. Ammettendo, secondo i risultati delle ricerche del Colley [2]) che un voltametro possa paragonarsi a un sistema di due condensatori riuniti in serie, la capacità di ogni elettrodo è data dalla formola

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{k\,S_1} + \frac{1}{k\,S_2},$$

dove C indica la capacità totale del voltametro, k la capacità iniziale di un elettrodo in microfarad per centimetro quadrato di superficie, S_1 ed S_2 le superficie in centimetri quadrati. Nel nostro caso $S_1 = S_2 = 15^{cm^2},5$ (sommando la superficie delle due faccie delle lamine [3]) si ha perciò $k = \frac{2\,C}{S}$, cioè

per lamine $k = 14^{mf},2$

per le foglie (elettrodi M) $k = 19^{mf},4$.

Le capacità iniziali di polarizzazione in misura assoluta sono state determinate da un gran numero di sperimentatori; ma in massima parte essi hanno cimentato il platino, che, per

1) Mem. cit., pag. 25.
2) Wied. Ann. Bd. 7°, S. 206; 1879.
3) Cfr. Bouty, Mem. cit., pag. 18.

la sua attitudine a occludere notevoli quantità di gas, non dà risultati molto regolari.

Per l' oro invece, per il quale le nostre ricerche sembrano dimostrare che si hanno risultati più costanti, vi ha un numero ristrettissimo di determinazioni.

La misura dunque delle capacità iniziali delle lamine d'oro in diverse condizioni e in diversi elettroliti non sarebbe priva d' interesse.

È nostra intenzione d' intraprenderla dopo che avremo perfezionato il nostro apparecchio, che è stato stabilito in vista di esaminare specialmente la differenza di comportamento tra le foglie e le lamine d' oro, in modo da renderlo più adatto alle misure assolute.

Dal Laboratorio di Fisica della R. Università
di Catania — Maggio 1897.

SUL PASSAGGIO DELL' ELETTRICITÀ ATTRAVERSO INTERRUZIONI ESTREMAMENTE PICCOLE

di E. SALVIONI.

(Sunto della Nota pubblicata negli Atti dell' Accademia Medico Chirurgica di Perugia, Vol. 9°, fasc. 3°, 1887).

L' esito infruttuoso di alcuni tentativi fatti nell' intento di sostituire, nella produzione delle onde elettriche, le ordinarie pile alle macchine elettriche e ai rocchètti d' induzione, hanno invogliato l'A. a studiare in quali circostanze ha luogo un flusso stazionario di elettricità attraverso interruzioni di pochi decimillesimi di millimetro.

Per questo studio occorreva scegliere elettrodi con superficie così squisitamente lavorate da non rendere illusorie le determinazioni di distanza, e trovare poi un modo per variarne la distanza a piacere, di quantità ben misurabili.

L'A. usa sferette di platino amalgamato che si ottengono, formando l' arco voltaico fra un filo di platino e una superficie di mercurio, e che sono di una regolarità meravigliosa.

Due di tali sferette sono portate da fili di platino fissati ad una lastra di rame ripiegata due volte a squadra, ma da essa isolati elettricamente. Platino e rame avendo coefficienti di dilatazione diversi, la distanza fra' le sfere viene modificata a piacere, col modificare opportunamente la temperatura di questo spinterometro.

L' apparecchio è contenuto in una scatola di ottone, a doppia parete; fra le due pareti vien messa dell' acqua, alla quale, quando si voglia aumentare la temperatura, basta aggiungerne dell' altra riscaldata di 4° o 5°.

Le esperienze riferite dall' A. hanno lo scopo di verificare il regolare funzionamento dell' apparecchio. Con una coppia termo-elettrica vien misurata esattamente la temperatura della base di rame dello spinterometro; una bussola Nobili, inserita nel circuito dello spinterometro e di una pila di 300 elementi Volta, serve per vedere quando il circuito s' interrompe.

In ciascuna serie di osservazioni l'A. comincia a determinare la costante dell' apparato che misura la temperatura, costituito dalla coppia termo-elettrica e dal galvanometro con scala e cannocchiale. Aggiunta poi dell' acqua calda all' apparecchio, dopo un po' la temperatura, segnata dalla pila termoelettrica, comincia a diminuire, e viene un momento in cui lo spinterometro comincia a chiudere la corrente di 300 elementi e non quella dei gruppi di minor numero di elementi; in seguito chiude anche quella di 200 elementi e non quella dei gruppi minori, e così via, finchè giunge a chiudere quella di 2 soli elementi. La serie delle osservazioni è allora completa.

Nel corso di queste esperienze l'A. osserva diversi fatti importanti. Quando attraverso allo spinterometro è passata la corrente di un certo numero di elementi, passa poi la corrente di un numero di elementi molto minore, anche se la distanza tra le sfere sia molto maggiore di quella che sarebbe richiesta.

La conduttività provocata da una scarica precedente è permanente. Quando la temperatura dello spinterometro è tale chè esso non chiuda, ma stia per chiudere la corrente di un certo numero di elementi, basta il più piccolo urto meccanico,

perchè la corrente passi e si mantenga. Quando la scarica di un certo numero di elementi ha provocato la conduttività dello spinterometro, bastano pochi urti trasmessi al medesimo, per riportarlo nelle condizioni di prima. Lo spinteromrtro dunque costituisce una specie di *coherer* in condizioni semplificate. Sembra che in seguito ad una scarica si formi tra le sfere un vero legame conduttore, il quale si rompe, quando con gli urti si aumenta, per qualche istante e oltre un dato limite, la distanza fra le sfere.

Siccome non si può supporre che a variare la distanza tra le sferette dello spinterometro intervengano solamente le dilatazioni lineari della base di rame e dei fili di platino, l' A. volendo, dagli intervalli di temperatura, calcolare le distanze tra le sferette, ricorre al metodo delle frangie, e trova distanze straordinariamente piccole confrontate con la più piccola, (corrispondente alla scintilla tra due piani leggermente incurvati), trovata da Lord Kelvin. Questo si spiega pensando che le distanze misurate impiegando la bussola, non sono quelle a cui corrisponde la più lunga scintilla, bensì quella alla quale, per una data differenza di potenziale, una prima scarica produce un legame conduttore che permette il passaggio stazionario della corrente.

G. ERCOLINI.

SE I RAGGI X ESISTANO GIÀ NEL FASCIO CATODICO CHE LI PRODUCE,

di A. RÒITI.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, Vol. 6°, 2° sem., serie 5, fasc. 5°).

L'A., comincia dall' osservare che la distinzione fra raggi X e raggi catodici non è ben netta, e dimostra che si può anzi propendere, con Röntgen stesso, a ritenere che le due specie di raggi non siano essenzialmente diverse, ma che per gradi si passi dall' una all' altra.

Siccome peraltro alcuni hanno affermato che i raggi X derivano dai catodici per semplice sottrazione, l' A. confuta quest' affermazione con le seguenti considerazioni :

1.° Se si cerca di determinare la dispersione, osservando le variazioni di potenziale che presenta un conduttore posto in un tubo di scarica, assoggettato o no ad azioni magnetiche, non è possibile stabilire d' onde provenga e qual via segua l' azione dispersiva, sia perchè la distribuzione e le fluttuazioni della elettricità entro il tubo non sono ancora assegnabili, sia perchè il fenomeno si complica essendo ionizzato il gas residuo: talchè sono state pubblicate delle esperienze contraditttorie su tale proposito.

2.° Ogni punto d' un corpo colpito dai raggi catodici diventa punto d' emanazione degli X che vanno in tutte le direzioni tanto nel tubo quanto nel corpo colpito; quindi per dire che gli X esistono già nel fascio catodico, bisogna dire che essi, incontrando un corpo, si diffondono in tutte le direzioni.

3.° Le impressioni fotografiche esterne al tubo e le ombre sugli schermi fluorescenti si spostano in corrispondenza alle deviazioni dei raggi catodici interni; quindi i punti colpiti dai raggi deviati diventano luogo d' emanazione di raggi X indeviabili, e questi perciò non si trovano nel fascio che li ha suscitati.

4.° Da esperienze fatte dall' A. risulta che se per avventura entrano a formare il fascio catodico dei raggi indeformabili, essi hanno intensità incomparabilmente minore degli X uscenti dal medesimo tubo; quindi non si può dire che la parte dei raggi del fascio catodico che non obbedisce all' azione magnetica siano raggi X.

5.° Dunque i raggi catodici si trasformano battendo sugli ostacoli, analogamente a quanto accade pei raggi solari nei fenomeni di calorescenza o di fluorescenza.

6.° I raggi catodici propriamente detti si riflettono e si trasmettono attraverso a sottili strati, passando nel vuoto o nell' aria con tutte le loro proprietà.

7.° Non si può osservare la riflessione regolare dei raggi catodici sia perchè non si sono adoprate superficie abbastanza piane e terse, sia perchè anche gli specchi otticamente perfetti si mostrano rugosi per questi raggi.

8.° L' emissione degli X avviene non alla superficie dell' ostacolo colpito, ma entro uno strato di grossezza sensibile,

e perciò gli strati sottilissimi sono trasparenti pei catodici, ma aumentandone la grossezza diminuisce l' intensità dei raggi trasmessi, mentre aumenta l' intensità degli X emanati; quindi le fotografie prese nell' interno dei tubi su pellicole protette da involucro non tanto sottile son più dovute agli X che ai catodici.

9.° Al Lenard sfuggirono gli X forse perchè lo schermo al chetone da lui adoprato non è fluorescente sotto l' azione degli X, ma più probabilmente perchè le sue finestre di foglia d' alluminio erano troppo sottili per emettere raggi X di sufficiente intensità.

10.° Coi tubi *focus* si notò che un oggetto collocato entro il tubo davanti alla lamina anticatodica dà due ombre; una sulla parete, spostabile sotto l' azione magnetica, e una sopra uno schermo fluorescente esterno, non spostabile; quindi dal platino anticatodico partono, oltre gli X, dei raggi chiamati *interni*, diversi dai catodici, perchè si disse che non fossero atti a produrre gli X.

11.° Peraltro le fotografie del tubo rivelano che degli X partono anche dalla superficie del vetro resa fluorescente dai raggi interni, e mentre i raggi catodici destano una forte fluorescenza nel vetro, in questo gli X la destano debolissima, anche se non sono passati pel vetro.

Nella seconda parte l'A. riferisce le sue esperienze, che da sole basterebbero ad escludere che i raggi X derivino dal fascio catodico per semplice sottrazione.

Con tubo speciale a catodo e anticatodo d' alluminio, mediante il suo attinometro, osserva che, con moderata rarefazione, deviando il fascio interno con una calamita permanente, la faccia dell' attinometro cosparsa di platino cianuro potassico, e rivolta al centro dell' anticatodo che fa anche da anodo, diventa completamente oscura; mentre a rarefazioni spinte presenta ancora $^{4}/_{100}$ dello splendore primitivo, denotando che dall' anticatodo partono ancora dei raggi X.

Introdotta peraltro nel tubo una canna di piombo appoggiata contro il fondo d' alluminio che fa da anticatodo, per impedire ogni riflessione sulla parete del tubo, e sostituita alla

calamita permanente un elettromagnete, ad ogni eccitazione di questo ha perfetta oscurità all' attinometro.

Dunque non esistono raggi catodici indeformabili, o se esistono, non sono trasformabili in raggi X.

Nella terza parte l' A. ricorda una sua vecchia esperienza nella quale, adoprando due tubi, uno col piatto d' alluminio e l' altro di rame, trova molto maggiore il potere emissivo del secondo tubo.

Siccome può sospettarsi che i due tubi non fossero del tutto uguali, l' A. riprende ora tale determinazione adoprando un solo tubo con catodo leggermente convesso, e che porta fissato al piatto d' alluminio, che fa da anticatodo, una canna pure d' alluminio. Coprendo internamente il piatto d' alluminio per metà con un metallo A e l' altra metà con un altro metallo B, e ponendo esternamente B di fronte ad A e A di fronte a B, confronta due a due dieci metalli, osservando lo splendore destato sopra uno strato di platinocianuro baritico messo in contatto col fondo, e li trova ordinati nel modo seguente: magnesio, alluminio, ferro, rame, zinco, argento, cadmio, stagno, platino, piombo; così che il potere emissivo pei raggi X non è determinato dalla densità, nè dal volume atomico, ma si può enunciare la legge che *i metalli di maggior peso atomico emettono raggi X più intensi.*

G. ERCOLINI.

SUL FENOMENO DI HALL NEI LIQUIDI,

del Dott. F. CHIAVASSA.

(Largo sunto della Nota pubblicata nell'Elettricista. Anno 6°, n. 10).

Fino dal 1882, poco dopo la scoperta di Hall, il Prof. Ròiti si fece a ricercare se nei liquidi si produca il fenomeno di Hall. La lamina liquida adoprata era disposta verticalmente fra le espansioni polari d' un elettromagnete, e lo strumento indagatore era il galvanometro. Eccitando l' elettromagnete egli osservò delle correnti che ascrisse a cause perturbatrici, e concluse essere inverosimile un' azione diretta del campo magnetico sulla elettricità in moto.

Quattordici anni dopo il Bagard riprese la questione ed annunciò che, sostituendo al galvanometro l'elettrometro capillare, e disponendo la lamina orizzontalmente, aveva ottenuto dei resultati positivi e sorprendentemente cospicui.

Il Dott. F. Florio ripetè le esperienze del Bagard, e negò senz'altro, insieme al fenomeno di Hall nei liquidi, anche i resultati ottenuti dal Bagard.

In considerazione della grande importanza teorica che avrebbe l'accertamento del fenomeno di Hall nei liquidi, l'A. riprende la questione, poichè le belle ed accurate comunicazioni del Bagard non lasciano dubbio intorno alle cose da lui riferite.

Comincia a ripetere le esperienze del Bagard, copiando il più esattamente possibile la disposizione da lui adottata. L'elettrometro capillare usato permette di apprezzare circa i 0,00005 di volta. La lamina fatta con lastre di vetro e disposta orizzontalmente e perpendicolarmente all'asse magnetico dell'elettrocalamita Faraday, finisce in due vaschette nelle quali, insieme alla soluzione di solfato di rame o di zinco purissimi, pescano gli elettrodi o ramati elettroliticamente, o amalgamati senz'acido. Gli scandagli sono formati da tubi di vetro immasticiati sulla lamina e contenenti la soluzione.

Con una pila Daniell ausiliaria viene esattamente compensata la differenza di potenziale derivante dal non trovarsi gli scandagli sopra una medesima superficie equipotenziale. Per stabilire lo stato di regime, la corrente primaria passa per molte ore, in modo che lo zero dell'elettrometro è allora perfettamente stabile.

Con una estesissima serie di misure molto accurate l'A. trova che: A seconda che la lamina è sottile o grossa, la soluzione concentrata oppure diluita, la corrente longitudinale debole o intensa, e piccola o grande l'intensità del campo, le deviazioni dell'elettrometro si manifestano con minore o maggiore intensità.

Nel corso delle sue numerose esperienze l'A. ha vari indizi per credere che questo fenomeno Hall sia soltanto apparente nei liquidi, e che le deviazioni osservate siano prodotte da azioni secondarie, quali concentrazione, temperatura ecc. Infatti con due termometri, dopo avere eccitato il campo, egli

osserva delle grandi differenze di temperatura, non solo fra le due vaschette, ma anche nella stessa vaschetta alle estremità opposte dell' apertura della lamina; indicando chiaramente che il liquido caldo dalla lamina passa nelle vaschette e che da queste ne viene richiamato il freddo.

L'A. osserva che la condizione prima affinchè una lamina liquida si possa paragonare ad una lamina metallica di fronte alle azioni ponderomotrici amperiane, è che tutta la massa liquida comunicante con essa si trovi in un campo magnetico uniforme. Se la lamina metallica è rigida e mobile, l' azione ponderomotrice la sposta; se è fissa detta azione dà luogo ad una reazione elastica modificandone la struttura molecolare e producendo così il fenomeno Hall.

Trattandosi di lamine liquide la medesima azione, in un campo magnetico costante ed uniforme, si trasformerà in un fenomeno di compressione, a cui farà equilibrio la reazione delle pareti laterali.

Per analizzare quel che accade se tutto il liquido non si trova in un campo magnetico uniforme, che è appunto il caso delle esperienze del Bagard, l'A. considera il prisma rettangolare liquido della lamina come l' insieme di tanti filetti elastici e mobili, i quali, all' eccitazione del campo magnetico, per l' azione di ampère, si sposteranno; e poichè il campo non è uniforme, si sposteranno, non più parallelamente alla loro posizione di equilibrio, ma rimarranno indietro via via che si allontanano dall' asse polare ripiegandosi un po' più nella regione centrale. La materia ponderale poi continua a ruotare per conto proprio, in senso opposto, dalle due parti della regione mediana del campo magnetico. Anche il liquido delle vaschette prende parte attiva al fenomeno rotatorio come si osserva facilmente spargendone di bruscolini leggeri la superficie. L'A. segue le vicende e l' andamento di questi moti vorticosi, introducendo qua e là con un cannellino di vetro sottilissimo, adoperato a mò di pipetta, ne' diversi punti della lamina delle goccioline d' anilina, e trova che: La rapidità del moto vorticoso dipende dalla grossezza della lamina, dall' intensità del campo magnetico e dalla corrente longitudinale.

È poi tanto più grande, quanto più diluita e più calda è la soluzione.

Tutto poi è simmetrico rispetto al piano perpendicolare alla lamina contenente gli scandagli, se in esso è pure contenuto l'asse polare. La linea mediana passante per gli scandagli non si deforma minimamente, ed in questa posizione *neutra* non si nota all'elettrometro alcuna deviazione, comunque si ecciti o si inverta il campo magnetico.

L'A. studia poi quale e quanta parte ha nello spostamento del sistema equipotenziale la distribuzione della temperatura. Riscaldando alcune regioni della lamina liquida coll'introdurre in essa delle lastrine di vetro in modo da renderne maggiore la resistenza elettrica, o raffreddandole con ghiaccio pesto introdotto in vaschette ausiliari sovrastanti la lamina, ha all'elettrometro i soliti fenomeni, che spiega facilmente per mezzo delle variazioni di resistenza delle soluzioni con la temperatura.

Finalmente con una lamina piccola, posta in un campo magnetico rigorosamente uniforme, l'A. non ha avuto, come supponeva, nessuna azione all'elettrometro.

Dunque restano confermati i resultati sperimentali del Bagard, attribuibili solamente a disformità del campo magnetico e ad azioni secondarie, svolte nella massa liquida dalle inevitabili differenze di temperatura e di concentrazione; tanto è vero che in una lamina liquida omogenea immersa in un campo magnetico uniforme, cessa ogni perturbazione.

Il fenomeno di Hall nei liquidi è apparente.

G. Ercolini.

RIVISTA

Journal de Physique. Aprile 1897.

Sagnac G. — *Illusioni che accompagnano la formazione di penombre. — Applicazione ai raggi X* (pp. 169-174). — Le ombre degli oggetti che si formano per opera di questi raggi nelle penombre di oggetti anteriori appariscono spesso deformate e sembrano attirarsi a vicenda. L'A. ha riprodotto tali figure disponendo degli schermi successivi all'interno di una camera oscura, l'ob-

biettivo della quale era sostituito da un diaframma rischiarato dalla luce diffusa. L'A. ne ha dedotto che in generale tutte queste apparenze collegate alla distribuzione delle penombre non sono dovute a diffrazione dei raggi X, ma dipendono dalla forma e dall' estensione della sorgente di irraggiamento, e dallo splendore dei suoi diversi punti.

SAGNAC G. *Illusioni della vista che accompagnano i difetti di accomodamento* (pp. 174-180). — L' A. mostra che nel fenomeno della visione, le immagini che non si formano esattamente sulla retina presentano le seguenti deformazioni. Se l' oggetto è situato troppo vicino all' occhio per modo da dare un' immagine dietro alla retina, quello dà origine su questa ad un' immagine diffusa, che avvicinando uno schermo, ad esempio un dito, lateralmente, si deforma come obbedendo ad una *attrazione*; l' immagine diffusa diviene più stretta e più nitida. Se invece l' oggetto è situato molto distante dalla retina per modo che la sua immagine si formi prima di essa, l' introduzione parziale lateralmente di uno schermo determina una *repulsione* dell' immagine la quale potrà esser portata sulla retina. Questi fenomeni sono stati riprodotti dall'A. con una camera oscura fotografica, ed egli ha osservato consimili fenomeni attraverso agli strumenti composti.

Infine l'A. ha trattato dell' influenza delle abberrazioni dell' occhio ed ha mostrato come si possano agevolmente riprodurre fuori dell' organo della vista.

JOUBIN P. *Sulla conducibilità molecolare dei sali in soluzione* (pp. 180-182). — L' A. stabilisce che nell' elettrolisi di una soluzione contenente una molecola elettrochimica (C G S) per $cm.^3$ si può considerare la corrente i come il trasporto operato dalla molecola-ione di una quantità i di elettricità, che è precisamente quella carica che prende una sferetta conduttrice di sezione unitaria, situata nel campo elettrico uniforme

$$h = i \rho$$

dove ρ è la resistenza specifica della soluzione, a condizione che le altre sfere vicine non reagiscano sensibilmente su quella. Considerando questo resultato come una conseguenza dei teoremi di elettrostatica, l' A. è condotto a dare la seguente definizione teorica dell' *equivalente elettrochimico:*

L' equivalente elettrochimico di un sale è il peso di questo sale che, disciolto in un centimetro cubico d' acqua, e quindi indefinitamente diluito, dà per la resistenza molecolare limite il valore $4 \pi 10^{10}$ (unità elettromagnetiche).

SENTIS H. *Tensione superficiale dell' acqua e delle soluzioni saline* (pp. 183-187). — L'A. ha usato il metodo da lui esposto

colle sue precedenti ricerche [1]: dapprima ha eseguito 22 serie di esperienze coll' acqua distillata, ed ha trovato che i resultati sperimentali corrispondono alle formule:

$$2\,F = 15{,}520 - 0{,}03144\ t \text{ mg. per mm.}$$
$$F = 76{,}09 - 0{,}1540\ t \text{ dine per cm.}$$
$$F = F_0\,(1 - 0{,}002026\ t)$$

e sono concordi coi resultati del Wolf. Un sale disciolto aumenta la tensione e la sostituzione di *n* molecole di sale a *n* molecole di acqua produce un aumento di tensione superficiale che è sensibilmente proporzionale ad *n*.

Infine l'A. ha trovato che per i liquidi che bagnano il vetro l' angolo di accordamento è nullo se la parete è stata ben lavata e non si asciuga; esso può riguardarsi come nullo anche per il vetro asciutto, ma a condizione che quest' ultimo sia stato arroventato poco prima.

BLONDEL A. *Sulle unità fotometriche* (pp. 187-193). — È il riassunto di un rapporto sulle unità fotometriche, presentato al Congresso internazionale degli Elettricisti a Ginevra nell' Agosto 1896. Dopo avere trattato delle *grandezze fotometriche* proposte dall'A. dei *campioni* sin qui usati e delle unità proposte, l'A. comunica che sono state adottate definitivamente le seguenti unità:

1.° Le grandezze fotometriche internazionali hanno come base l' intensità luminosa di una sorgente puntiforme; esse sono riassunte dalla seguente tabella:

Grandezza	Nome dell' unità	Equazione di definizione
Intensità luminosa	Candela decimale	I
Flusso luminoso	Lumen	$\Phi = I\,\Omega$
Rischiaramento	Lux $= \frac{\text{Lumen}}{m^2}$	$E = \frac{\Phi}{S}$
Splendore	Candela decim. per $cm.^2$	$e = \frac{I}{S}$
Luminosità	Lumen — ora	$Q = \Phi\,.\,T$

1) Journ. de Phys. (2), t. 6°, p. 571, 1887.

2.° Provvisoriamente la candela decimale potrà essere rappresentata industrialmente dall' intensità luminosa orizzontale della lampada Hefner, ad acetato di amile, a condizione di tener conto delle correzioni necessarie.

È da sperarsi che tali decisioni vengano generalmente adottate perchè ne derivi la chiarezza di esposizione e la facilità di confrontare i diversi resultati delle ricerche della fotometria.

E. CASTELLI.

The Physical Review. Vol. 22, Gennaio e Febbraio 1897.

LOOMIS E. H. *Punti di congelazione delle soluzioni acquose diluite* (pp. 273-296). — Vedi *N. Cim.* (4), 6, p. 239.

NICHOLS E. F. *Metodo per misurare l' energia dello spettro infrarosso, e sulle proprietà del raggio ordinario nel quarzo per onde di grande ampiezza* (pp. 297-313). — Vedi *N. Cim.* (4), 6, pag. 234.

RUBENS H. e NICHOLS E. F. *Raggi calorifici di grande lunghezza d' onda* (pp. 314-323). — Vedi *N. Cim.* (4), 6, pag. 235.

SHELDON S. e WATERMAN M. B. *Sulla formazione del solfato di piombo nell' elettrolisi con correnti alternate e con elettrodi di piombo* (pp. 324-329). — I resultati che son comunicati dagli A. son tratti da uno studio che essi fecero sulla opportunità di usare condensatori elettrolitici a lamine di piombo. Nel corso di queste ricerche essi trovarono che il peso del piombo disciolto per ogni coulomb che attraversa il circuito aumenta con la densità, da prima proporzionalmente, per raggiungere un massimo a partire da 10 amp. per cm^2. Aumenta rapidamente col numero delle alternanze, fino a 20 al secondo, e diminuisce poi lentamente per alternanze più rapide. Finalmente il peso del piombo disciolto diminuisce di circa $^1/_{80}$ del suo valore per ogni grado d' aumento della temperatura.

Gli A. non dànno alcuna teoria per spiegare questi fenomeni. Essi fanno soltanto notare che i fatti osservati dipendono dalla velocità con la quale si compiono le reazioni chimiche che si presentano. Così, a basse frequenze il PbO_2 non è solubile nell'H_2SO_4 e cioè non è attaccato dai prodotti della decomposizione elettrolitica dell' H_2SO_4. Il fatto, che si forma del $PbSO_4$ con le correnti alternate, sembra indicare che un ossido più debole del perossido si forma da prima in abbondanza, il quale è poi attaccato dall' elettrolita per formare $PbSO_4$. In tal caso la velocità di formazione dell' ossido più debole sarebbe maggiore di quella con la quale si forma il PbO_2.

Moore B. E. e Carpenter H. V. *Polarizzazione e resistenza interna di una pila galvanica* (pp. 329-336). — Misure eseguite con una pila del tipo Leclanché, ma di costruzione speciale, hanno fornito i resultati seguenti:

Le variazioni della resistenza interna non si possono ascrivere a variazioni nella resistenza catodica al variare dell' intensità della corrente. La polarizzazione, si presenta ad ambedue gli elettrodi, ma è maggiore al polo carbone. La rapida caduta della f. e. m. al chiudere del circuito è dovuta principalmente alla polarizzazione dell' elettrodo di carbone; mentre il rapido aumento della f. e. m. al riaprire del circuito è dovuto alla cessazione della polarizzazione dell' elettrodo zinco.

Merrit E. *Il tracciato del pendolo giroscopico* (pp. 336-343). — L'A. espone la teoria del pendolo giroscopico, che si presenta come il modo più vantaggioso per spiegare i movimenti di precessione di un giroscopio, ed indica come si possa aver la traccia di tali movimenti.

Il disco di un giroscopio, con l' anello che lo porta, è fissato ad un' asta metallica, sospesa alla cardanica; il piano del disco è orizzontale, dimodochè l' asse di rotazione del disco stesso è sul prolungamento del pendolo.

Inferiormente, e sul prolungamento dell' asse di rotazione, il pendolo porta un piccolissimo specchio, inclinato di 45° sulla verticale, su cui cade un fascio di luce che, durante il moto dell' apparecchio, si fa cadere su una lastra fotografica opportunamente protetta. Si ha così la traccia del moto di questo pendolo giroscopico; e la traccia stessa mostra tutte le particolarità del moto, che dipende dalla velocità di rotazione del disco e dalla lunghezza del pendolo. Si riconosce facilmente che tal moto consiste in una serie di oscillazioni attorno alla verticale, accompagnate da un moto variabile di precessione. Le curve, che accompagnano questa Nota, mostrano anche l' effetto dell' attrito sul moto giroscopico, che è di aumentare la velocità della precessione.

Durand W. F. *Nota sulle differenti forme della funzione dell' entropia* (pp. 343-347). — Fra tutti gl' infiniti fattori integranti di d Q in una trasformazione reversibile, dei quali l' A. dà l' espressione generale pei gas perfetti, il solo utile in pratica è il fattore T, dacchè tutti gli altri, contenendo la pressione o il volume del gas, non possono convenire insieme per tutti i corpi.

A. Stefanini.

Wiedemann Annalen. Vol. 60, N. 4, 1897.

PLANCK M. *Sulle vibrazioni elettriche eccitate per risonanza e smorzate per irraggiamento* (pp. 577-599). — L'A. tratta il problema delle oscillazioni di un risonatore rettilineo, eccitato da un'onda elettromagnetica data, nell'ipotesi che lo smorzamento di quelle oscillazioni sia unicamente determinato dall'irraggiamento. È cioè fatta astrazione dallo smorzamento dovuto alla resistenza del conduttore che forma il risonatore, perchè in generale esso è trascurabile.

Applicando il calcolo ad alcune esperienze del Bjerknes, l'A. trova che i resultati teorici sono confermati da quelli sperimentali.

NERNST W. *Sull' uso delle rapide oscillazioni elettriche nel ponte di Wheatstone* (pp. 600-624). — Adoperando le correnti di alta frequenza ottenute con un piccolo apparecchio del Tesla, l'A. ha potuto eliminare le perturbazioni dovute alla polarizzazione, talchè con questo metodo si può determinare con molta precisione la costante dielettrica, la capacità dei condensatori, e la resistenza degli elettroliti.

Si possono usare due metodi. Nel primo metodo, i reofori del secondario dell'apparato Tesla fanno capo a due vortici opposti del ponte, i cui lati 1 e 2 son formati da due piccole bottiglie di Leyda, o da due condensatori piani a lastre di vetro coperte di stagnola. Ambedue questi condensatori debbono avere la medesima capacità che può variare da 200 a 400 cm. I lati 3 e 4 sono formati da altri due condensatori a lamina d'aria, di capacità che può variare da 50 a 130 cm. circa facendo scorrere fra le loro armature una lastra di vetro. La diagonale rimanente del ponte è formata da un indicatore a scintilla, consistente in un altro piccolo trasformatore, ai capi del cui secondario è unito un micrometro a scintilla o un tubo a rarefazione.

È facile intendere come si posson fare le misure con questa disposizione. Se si tratta di misurare resistenze, la resistenza incognita e quella di confronto si dispongono in derivazione sui condensatori dei lati 3 e 4, dopo averli aggiustati per l'equilibrio delle capacità. Si varierà allora la resistenza di confronto fino a ristabilire l'equilibrio nel ponte, cioè fino a che la scintilla dell'indicatore diventi minima o si annulli.

Se si tratta di misure di capacità, se il dielettrico del condensatore 4 è conduttore, si mette in derivazione sulle armature del condensatore 3 una resistenza elettrolitica uguale alla resistenza del dielettrico del condensatore 4.

In un secondo metodo si fa uso di un eccitatore differenziale. La scarica oscillante di un condensatore si fa passare per un ponte, due lati contigui del quale son formati da solenoidi che hanno la stessa resistenza e la stessa autoinduzione; negli altri due lati si trovano i condensatori da confrontare, sui quali si possono metter come dianzi in derivazione le resistenze che si vogliono confrontare. Anche qui il galvanometro è sostituito dall' indicatore a scintilla anzi detto.

Con queste disposizioni si posson misurare, con precisione maggiore dell' 1 %, tanto le costanti dielettriche fino a conduttività uguali a 2×10^9, quanto le resistenze elettrolitiche da 25 a 13000 ohm. Coefficienti d' induzione quasi uguali si posson confrontare con l' esattezza di 0,5 ‰.

SMALE F. J. *Misura delle costanti dielettriche di alcune soluzioni saline col metodo elettrometrico* (pp. 625-628). — Le misure furon fatte col metodo già indicato in un precedente lavoro (*N. Cim.* (4), 3, pag. 252). L' A. ha trovato che la costante dielettrica di liquidi buoni conduttori cresce al crescere della concentrazione; ma quest' aumento non è peraltro proporzionale a quello della conduttività.

STARKE H. *Su un metodo per la misura della costante dielettrica dei solidi* (pp. 629-641). — Il metodo adoperato riposa sul principio che le proprietà di un campo elettrico ripieno di un liquido non conduttore non mutano, se nel liquido s' introduce una porzione di un solido, purchè il solido abbia la stessa costante dielettrica del liquido. Basta dunque poter variare entro limiti assai estesi la costante dei liquidi, ciò che si ottiene facilmente con opportuni miscugli, per dedurre, dalla costante del liquido, quella del solido. Per misurare le costanti dielettriche dei liquidi l' A. si è servito del metodo del Nernst sopra descritto. L' A. indica i resultati trovati per molte sostanze. Pel legno, per es., la costante dielettrica è diversa in direzione parallela alle fibre, da quella perpendicolare alle fibre.

HOFFMANN M. W. *Su alcune azioni del campo elettrico su una lampada ad incandescenza* (pp. 642-652). — L' A. ha osservato che se un tubo a rarefazione nel quale avviene una scarica elettrica è portato vicino ad una lampada ad incandescenza, per le scariche alternate lenti il filamento della lampada entra in oscillazione, e le oscillazioni si fanno tanto più lente, quanto più rapida è la scarica nel tubo; finchè il filamento resta immobile e tende a conservare la sua posizione nello spazio, anche allontanando o avvicinando la lampada al tubo.

Le oscillazioni del filamento son determinate anche da scariche ordinarie, e dipendono tanto dal grado di rarefazione della lampada, quanto dalla corrente che l' alimenta. Il massimo della sensibilità si ha quando l' incandescenza è massima.

Il fenomeno è spiegato dall' A. con le azioni che si esercitano fra il filamento e le cariche che si destano sulle pareti della lampada. Per spiegare la posizione permanente che prende il filamento per scariche rapidissime, l' A. suppone che abbiano azione anche i raggi catodici che si producono entro la lampada, i quali dissiperebbero la carica dal filamento incandescente.

KAUFMANN W. *Sul calore svolto nella scintilla di scarica di un condensatore* (pp. 653-661). — Con un termometro di Riess opportunamente modificato e consistente essenzialmente in due palloncini uguali riuniti da un tubo capillare sul quale scorre un indice liquido, l' A. ha trovato che il calore svolto nella scintilla è una piccola frazione di quello corrispondente all' energia della scarica. Per potenziali di scarica non troppo alti, si ha $q / V^3 = \text{cost}$, essendo q il calore corrispondente al potenziale V. La resistenza offerta dalla scintilla non è dunque costante, e non ha le proprietà di una resistenza metallica.

PASCHEN F. *Sulla regolarità degli spettri dei solidi* (pp. 662-723). — In questo esteso lavoro l' A. espone i resultati delle sue ricerche bolometriche sulla ripartizione dell' energia negli spettri dell' ossido di rame, del nero fumo, del carbone di una lampada a incandescenza e del platino, eseguendo nei calcoli una correzione di più di quelle usate nella prima parte di queste ricerche (*N. Cim.* (4), 5, p. 85), e cioè quella che si riferisce alla larghezza del filamento bolometrico. Con questa correzione tutti i resultati son rappresentati dalla formola:

$$J = c_1 \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

ove J è l' intensità dell' energia, λ è la lunghezza d' onda in micron, T la temperatura assoluta e c_1, α e c_2 son costanti. Espressa in funzione del massimo J_m dell' energia e della lunghezza d'onda λ_m corrispondente, si ha la formola:

$$J / J_m = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda} e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}} \right)^{\alpha}$$

che si può esprimere molto comodamente per logaritmi, e della quale l' A. si è servito nei suoi calcoli.

Numerose tabelle raccolgono i resultati sperimentali, che son rappresentati anche graficamente. La notevole coincidenza dei valori teorici con quelli osservati induce l' A. a credere che la formola precedente, quantunque trovata empiricamente, stia a rappresentare qualche legge naturale, forse la funzione « e » del Kirchhoff, come lo farebbero anche ritenere i recenti lavori del Wien (*N. Cim* (4), 5, p. 162).

La Nota termina con un' appendice sulla possibilità di realizzare un corpo assolutamente nero, tanto per l' emissione quanto per l' assorbimento dell' energia raggiante.

RUBENS H. e TROWBRIDGE A. *Sulla dispersione e sull' assorbimento dei raggi ultrarossi nel salgemma e nella silvina* (pp. 724-739). — Si è visto di sopra come Rubens e Nichols si sieno serviti della riflessione multipla per ottenere un fascio di raggi monocromatici. Ma questo metodo ha lo svantaggio di non poter far variare a piacere la lunghezza d' onda delle radiazioni riflesse, la quale dipende essenzialmente dalla natura della sostanza. Gli A. hanno perciò ricercato fino a qual punto si può usare il metodo del prisma nello studio della porzione ultrarossa dello spettro, ed hanno trovato che con una duplice scomposizione per mezzo di due prismi sottili di salgemma si può ottenere una quantità sufficiente d' energia fino a $\lambda = 18\ \mu$; colla silvina si può giungere anche fino a $\lambda = 23\ \mu$. Però l' intensità è assai minore di quella che si ha con la riflessione multipla.

SCHMIDT G. C. *Fluorescenza polarizzata* (740-754). — Le ricerche dell' A. portano a concludere: La luce che si desta per fluorescenza nei liquidi, nelle soluzioni solide isotrope e nei gas non è mai polarizzata. Lo stesso vale per la luce fosforescente, che è polarizzata soltanto quando lo è quella fluorescente. La luce fluorescente destata nei solidi per compressione è polarizzata; ma non lo è quella dei liquidi birefrangenti. La luce ottenuta per termoluminescenza è polarizzata quando lo è quella fluorescente di ugual colore. Anche la luce proveniente dalla superficie entrando nell' aria si refrange, e si polarizza in parte.

SCHILLER N. *Alcune ricerche sull' evaporazione dei liquidi ad alte pressioni* (755-759). — L' A. richiama l' attenzione sulla possibilità che una forte pressione esercitata da un gas sopra un liquido, aumenti la tensione del vapore del liquido, e perciò determini una nuova formazione di vapore. In un tubo di Cailletet ricurvo egli chiuse un liquido (etere o cloroformio) alla pressione di 115 o 120 atm. esercitata o dall' aria o dall' azoto. Lasciando il tubo per 2 o 3 settimane a temperatura costante, fu trovato che vi era stata evaporazione del liquido maggiore di quella che si

sarebbe avuta alla pressione di un' atmosfera. L' A. ammette che ciò sia dovuto alla soluzione di una parte del liquido nel gas.

CZERMAK P. *Camera nera senza lente, per i raggi Röntgen* (pp. 760-767). — Dalle immagini di tubi Röntgen ottenute con una camera fotografica provvista di un piccolo foro senza lente, l' A. conclude che la sorgente delle radiazioni è situata sulla parete solida (vetro o metallo) che è colpita dai raggi catodici.

PFLÜGER A. *Sulle differenze polari nelle correnti di Tesla e sui tubi di Röntgen unipolari eccitati da tali correnti* (pp. 768-776). — Tanto con la disposizione ordinaria (asimmetrica) del rocchetto Tesla, quanto con quella (simmetrica) proposta dall' Himstedt, l' A. ha trovato che i poli del rocchetto secondario non offrono fenomeni simmetrici, e l' elettricità positiva sfugge più facilmente da un polo che dall' altro, come pure i fenomeni luminosi sono più intensi sull' uno che sull' altro. La differenza ora detta dipende dal segno della carica dell' eccitatore secondario nella prima oscillazione; e l' A. la spiega ammettendo che la prima oscillazione abbia un' ampiezza molto maggiore delle successive, e che la durata dell' aumento della corrente di scarica del condensatore in questo periodo sia maggiore della durata della diminuzione.

L' uso dei tubi Röntgen unipolari è molto raccomandabile colle correnti Tesla, che non offrono nessun pericolo di forare il vetro; e l' A. ha costatato che essi dànno dei buoni resultati.

A. STEFANINI.

Philosophical Magaz. Vol. 43, Febbraio e Marzo 1897.

TROWBRIDGE J. e RICHARDS T. W. *Gli spettri dell' argon* (pp. 77-83). — La scarica elettrica, perchè si mantenesse sempre nelle stesse condizioni, era ottenuta da una batteria di 5000 accumulatori. L' argon fornito da Lord Rayleigh, era contenuto in un tubo capillare alla pressione di 1 mm. circa. Nel circuito di scarica era contenuta una resistenza di alcuni megaohm, formata da tubi pieni d' acqua. Con la f. e. m. di 2000 ohm si ha lo spettro rosso; se la rarefazione è maggiore, occorre una f. e. m. più grande.

Se la scarica è resa oscillatoria, mediante l' introduzione di un condensatore in derivazione sul tubo a rarefazione, apparisce lo spettro bleu caratteristico dell' argon. Basta rallentare la scarica interponendo fra il tubo e il condensatore una piccola resistenza o una piccola autoinduzione, per veder riapparire lo spettro rosso. Il cambiamento da uno spettro all' altro è così deciso, che questa disposizione potrebbe servire per paragonare un' autoinduzione a una resistenza ohmica.

Un tubo contenente argon a una pressione conveniente, posto in vicinanza di un oscillatore di Hertz, che dà circa 115000000 oscillazioni al secondo, produce lo spettro bleu. Questa sensibilità dei tubi ad argon potrebbe quindi servire a rivelare le oscillazioni elettriche: e gli A. propongono di chiamare *talantoscopi* i tubi a ciò destinati.

SUTHERLAND W. *Due nuovi manometri per bassissime pressioni* (pp. 83-99). — A pressioni molto basse, e specialmente per gas non perfettamente secchi, la provetta di Mac Leod sembra non corrispondere più esattamente, e sarebbe opportuno aver altri manometri per controllarne le indicazioni.

L'A. descrive due di questi manometri, che sono: un viscosimetro e un radiometro a torsione.

Il viscosimetro consiste in un disco oscillante nel vuoto da misurarsi. Il decremento delle oscillazioni, mentre conserva un valore costante L finchè la pressione è superiore a 4 mm., avrebbe, a una pressione inferiore p, un valore l dato da

$$\left(\frac{L}{l} - 1\right) p = \text{cost}.$$

dalla quale si potrebbe dedurre p. Per pressioni vicine a 1 millionesimo di atm. questo metodo dà valori circa 26 volte maggiori della provetta di Mc. Leod.

Il radiometro è formato da alette sostenute da un filo; la torsione che subisce sotto l'azione d'un'intensità luminosa fissa può servire a dar la pressione interna. L'angolo di torsione α per una pressione p è dato da

$$\alpha = \frac{C}{Ap + B + \frac{1}{p}};$$

e calcolando le costanti A, B, C mediante il confronto con una provetta Mc Leod, si può, dal valore di α, dedurre p.

I valori forniti pel radiometro sono intermedi fra quelli dati dal viscosimetro e quelli dati dalla provetta Mc Leod.

MAC GREGOR J. G. *Sulla relazione delle proprietà fisiche delle soluzioni acquose col loro stato di ionizzazione* (pp. 99-109). — In questa seconda parte della sua Nota (cfr. *N. Cim.* (4), 6 pag. 80) l'A. studia il coefficiente di variazione per la temperatura, e indica come possan trovarsi le costanti d'ionizzazione. Le misure che si possiedono fino ad ora sulle proprietà delle soluzioni, non bastano per trarne sicure deduzioni circa l'applicabilità della relazione, proposta nella prima parte, ai miscugli di più soluzioni.

Barlow W. *Relazione fra la polarizzazione circolare, che si presenta nei corpi amorfi e cristallizzati, colla simmetria delle strutture omogenee, cioè dei cristalli* (pp. 110-117). — L'A. mostra che in tutti i casi che posson presentarsi, la polarizzazione circolare dipende dalla situazione relativa delle ultime particelle della materia, e che la sparizione e le variazioni di quella proprietà al cangiar di struttura dei corpi, sono interamente effetti meccanici, dovuti a cangiamenti della configurazione geometrica.

Miller G. A. *La sostituzione transitiva dei gruppi di ordine* $8p$, *con* p *numero primo* (pp. 117-125).

Lord Rayleigh. *Sul passaggio delle onde elettriche attraverso tubi, o sulle vibrazioni dei cilindri isolanti* (pp. 125-132). — Dopo aver dato le equazioni generali della propagazione delle onde elettromagnetiche nei cilindri di dimensioni finite, l'A. tratta alcuni casi particolari, e trova che vi sono dei casi nei quali in un cilindro non si posson propagare delle onde di dati periodi.

Battelli A. *Ricerche sull'azione fotografica nei tubi di scarica* (pp. 133-135). — Vedi *N. Cim.* (4), 3, pag. 193.

Trowbridge J. e Richards T. W. *Gli spettri multipli dei gas* (pp. 135-139). — Gli A. riferiscono le esperienze, analoghe a quelle descritte sopra per l'argon, eseguite sugli spettri dell'azoto, dell'idrogeno, dell'helium e di alcuni alogeni.

Stoney G. J. *Sulla generalità di un nuovo teorema* (pp. 139-142). — Il teorema, che ha relazione con la Nota dell'A. sulla visione microscopica (cfr. *N. Cim.* (4), 5, pag. 486), si riferisce alla possibilità di decomporre un movimento qualunque in una serie di onde piane uniformi.

Reynolds O. *Traspirazione termica e moto radiometrico* (pp. 142-148). — A proposito della recente Nota del Sutherland sullo stesso soggetto (*N. Cim.* (4), 5, pag. 484) l'A. fa osservare che il metodo che egli tenne nella trattazione citata è diverso da quello del Sutherland. Questo metodo del Sutherland, secondo l'A. è privo di base reale, e la coincidenza dei resultati deriva da alcuni errori commessi a proposito della teoria cinetica dei gas. Così per es. il fondamento della traspirazione termica è per il Sutherland la proposizione assurda, erroneamente tratta della teoria cinetica, che in un gas in riposo un piano condotto a traverso a due punti a temperature diverse sia attraversato da un numero di molecole che è maggiore dalla parte della parete più fredda; fatto che egli assomiglia ad una velocità posseduta dal gas. Invece, secondo la teoria che dette l'A., questa velocità, così erroneamente ritenuta come una proprietà inerente al gas, è precisamente quella

che resulterebbe dall' azione delle pareti del recipiente, se il moto del gas non fosse soggetto ad alcuna restrizione.

Roscoe H. E. e Harden A. *Genesi della teoria atomica di Dalton* (pp. 153-161). — A proposito della Nota del Debus (*Nuovo Cim.* (4), 5, pag. 484) gli A. osservano che mentre essi intendono per teoria atomica del Dalton il concetto che questi si formò che le combinazioni chimiche avvengano fra particelle di pesi differenti, il Debus intende l' insieme delle regole date dal Dalton sulle sintesi chimiche.

Gli A. stabiliscono, in questa Nota, che il Dalton fu condotto al concetto di atomi di peso e volume caratteristici, dalle sue ricerche sulla diffusione dei gas, e che per render possibili le determinazioni dei pesi relativi degli atomi dai resultati delle analisi, egli adottò il principio della semplicità massima, sul quale son fondate le leggi empiriche delle sintesi chimiche.

Chreore A. C. e Squier G. O. *Discussione delle correnti in un ponte di Wheahstone, nel quale ciascun ramo ha un'induttanza, una resistenza e una f. e. m. sinusoidale* (pp. 161-162). — Il problema è trattato graficamente, e non si potrebbe riassumere senza l' uso di figure. Vengono trovate le relazioni che debbon sussistere fra le induttanze e le resistenze di due lati contigui, perchè si abbia l' equilibrio.

Chree C. *Applicazioni della fisica e della matematica alla sismologia* (pp. 173-200). — L' A. espone da prima in una forma assai semplice i calcoli che occorre fare per valutare l' azione, che una carica rilevante su una data estensione della superficie terrestre può avere sulla direzione e sulla grandezza della gravità in un luogo vicino. Egli trova che in tutti i casi nei quali la carica resultasse da un effetto meteorologico, come condensazione di vapore ecc., la perturbazione sarebbe dell' ordine di quelle dovute all' azione del sole e della luna. Egli fa il calcolo anche di quest' azione solare e lunare, che, producendo le maree, può benissimo supporsi che agisca anche sulla crosta terrestre; ma tanto la variazione del livello, quanto l' altezza di una stella sopra l'orizzonte, per tali azioni variano di così poco, che coi mezzi attuali non è possibile determinarle sperimentalmente.

Sutherland W. *Trasformazione spontanea dell' ossigeno nell' ozono e un tipo notevole di dissociazione* (pp. 201-214). — Per spiegare le anomalie che furono osservate dal Bohr nella compressibilità dell' ossigeno (*N. Cim.* (3) 21, pag. 165), l'A. ammette che un aumento di volume porti ad una formazione di ozono. Dalla teoria cinetica dei gas resulta allora che durante tutto il tempo della formazione di ozono, il rapporto fra il numero N_2

delle molecole d'ozono e il volume V che esse occupano resta costante. Quando tutto l'ossigeno è trasformato, il gas segue la legge di Mariotte. Allora $\frac{N_2}{V}$ essendo proporzionale al numero degli urti che avvengono nell'unità di tempo, l'A. ritiene che vi sia risonanza fra il periodo proprio delle molecole e questo delle collisioni reciproche. Continuando allora a comprimere il gas, per quegli urti O_3 si scomporrà in O_2, ma sempre più lentamente, finchè si stabilirà un nuovo equilibrio dinamico per gli urti fra O_3 con O_3, O_3 con O_2 e O_2 con O_2, e la compressibilità del gas si allontanerà nuovamente dalla legge di Boyle, come resulta dalle esperienze del Bohr.

Con le stesse considerazioni l'A. spiega delle anomalie presentatesi in alcune esperienze di Crookes sullo smorzamento delle oscillazioni in un radiometro, e le divergenze fra i resultati ottenuti con due provette di Mc Leod in alcune misure di Baly e Ramsay.

MUIR T. *Sull' equazione determinantale di Lagrange* (pp. 220-226). — L'A. dà una nuova dimostrazione dell'esistenza delle radici reali dell'equazione di Lagrange, fondandosi su un teorema recentemente dimostrato dal Tait.

ZEEMAN P. *Dell' influenza del magnetismo sulla natura della luce emessa da una sostanza* (pp. 226-239). — Pei resultati ottenuti dall'A. vedasi la Nota di A. Garbasso nel fascicolo di Luglio di questo giornale, pag. 8.

A. STEFANINI.

VERBALI

DELLE SEDUTE TENUTE NELLA PRIMA ADUNANZA GENERALE

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

NELL' ISTITUTO FISICO DELLA R. UNIVERSITÀ DI ROMA

dal 26 al 29 settembre 1897

Prima seduta

(26 Settembre 1897).

Si apre la seduta alle ore 9 $^1/_2$, presenti 53 soci.

Al banco della presidenza siedono i Professori Blaserna, Ròiti e Battelli, quali membri del Comitato provvisorio.

Il presidente Blaserna dopo di avere ringraziati gl'intervenuti all' adunanza, e spiegato lo scopo che si propone la nuova Società, che si tratta di costituire, invita a far parte del Comitato provvisorio i Professori Semmola e Marangoni in sostituzione dei Professori Beltrami e Righi assenti. Il Comitato provvisorio rimane così composto dei Professori Blaserna, Ròiti, Battelli, Semmola e Marangoni.

Il Presidente avverte l' Assemblea che le elezioni delle cariche sociali si faranno nella mattinata del 28 settembre, e ciò per dare agio ai soci di mettersi un po' d' accordo, onde evitare un' inutile dispersione di voti. Dopo di che dichiara aperta la discussione sul seguente

ORDINE DEL GIORNO.

1.° Discussione del progetto di Statuto della Società.
2.° Comunicazioni scientifiche.
3.° Conferenza del Prof. Ascoli, *sul telegrafo senza fili.*

Vengono letti dal Presidente uno ad uno i diversi articoli, discussi dai soci, modificati nel senso espresso dall'Assemblea e, messi ai voti, approvati ad unanimità.

Coll'approvazione dello Statuto sociale il Presidente dichiara costituita ***La Società Italiana di Fisica.***

Il Prof. Ciccone prega la Direzione del *Nuovo Cimento*, di lasciare una larga parte alle riviste scientifiche nell'interesse specialmente dei Professori delle scuole secondarie.

Risponde il Prof. Battelli, a nome della Direzione del Giornale, dichiarando che terrà conto, per quanto gli sarà possibile, del desiderio espresso dal Prof. Ciccone.

Il Prof. Ròiti prega poi il Prof. Battelli, di disporre perchè d'ora in avanti, i cambi fatti e le pubblicazioni ricevute dal *Nuovo Cimento*, sieno acquisiti alla *Società Italiana di Fisica.*

Il Prof. Battelli, pur non nascondendo le difficoltà che ciò possa ottenersi, dichiara che ne riferirà a' suoi colleghi nella direzione del giornale Professori Felici e Volterra; intanto assicura l'Assemblea di mettere a disposizione dei soci la biblioteca del giornale.

Si stabilisce infine di comune accordo che il Segretario, il Vice Segretario, il Cassiere ed il Bibliotecario siano scelti tra i soci residenti a Pisa.

Esaurita così la prima parte dell'ordine del giorno, si passa alla seconda parte, ed il Presidente invita subito i presenti, a proporre per la discussione le varie questioni scientifiche che eventualmente possono aver preparate.

Il Prof. Marangoni propone per la discussione la spiegazione del fatto osservato, che la traiettoria dei proiettili lanciati dai fucili a balistite di nuovo modello, è segnata da una striscia di nebbia, se il tiro viene fatto nelle mattine d'inverno. Egli espone anche le varie ragioni che possono darsi del fenomeno, delle quali però nessuna è pienamente sodisfacente.

Prendono la parola su tale argomento i soci Rizzo, Vanni, Majorana e del Lungo.

Il Presidente invita quindi i soci ad intervenire alle ore 15 alla conferenza del Prof. Ascoli presso la Scuola d'applicazione degli Ingegneri.

La seduta è tolta alle ore 11 $^{1}/_{2}$.

Conferenza del Prof. ASCOLI (Ore 15).

Alle ore 15, nell'Aula di Fisica tecnica della Scuola d'applicazione degli Ingegneri di Roma, il Prof. Ascoli tenne l'annunciata conferenza sul *Telegrafo senza fili*, esponendo le proprietà fondamentali delle oscillazioni elettriche hertziane, mostrando le principali forme di oscillatori e di ricevitori ed eseguendo una serie di facili esperienze. In ultimo mostrò anche e fece funzionare un ricevitore telegrafico secondo il sistema Marconi.

Seconda seduta
(27 Settembre 1897).

La seduta incomincia alle ore 9 col seguente

ORDINE DEL GIORNO.

1.° Conferenza del Prof. Rizzo, sull' *Energia solare.*
2.° Discussione sopra alcune proposte relative all' insegnamento della Fisica nelle Scuole secondarie.
3.° Conferenza del Dott. Sella, *sulla proprietà delle scintille elettriche e sopra alcune esperienze di corso.*

Il Presidente comunica anzitutto una lettera pervenuta alla Società Italiana di Fisica, da parte del Comitato per le onoranze a Volta nel centenario della pila a Como, colla quale lettera la Società è pregata di associarsi a questa festa scientifica, e di concorrere con il Comitato perchè essa riesca degna di Alessandro Volta. Il Presidente propone all' Assemblea di accogliere con un plauso la compartecipazione a tali onoranze, e chiede l' autorizzazione di rispondere, che la Società Italiana di Fisica sarà ben lieta di mettersi a disposizione del Comitato ordinatore. L' autorizzazione è concessa ad unanimità.

Il Presidente cede quindi la parola al Prof. Rizzo, il quale, dopo di avere ricordati i diversi valori dati per la costante solare, ed esposte le ragioni della loro diversità, riassume brevemente alcune esperienze da lui fatte in proposito sul Rocciamelone, e termina ricordando i meriti scientifici del compianto Prof. Bartoli.

Terminata la conferenza alle ore 10 $^1/_4$, il Presidente apre la discussione sulla seconda parte dell' ordine del giorno. Vi prendono parte i Professori Semmola, Fantappiè, Marangoni, Cardani, Calżecchi, Ascoli, Chistoni, Canestrelli, Stefanini, Pierucci, Ciccone e Vanni per i Licei ed i Professori Lancetta, Marcucci, Castelli e Malagoli per gli Istituti tecnici.

Il Presidente, riassumendo le osservazioni fatte ed i desideri espressi dai diversi oratori, pone ai voti la seguente deliberazione, che è approvata ad unanimità.

« La Società Italiana di Fisica, riunita in Assemblea gene-
« rale, ha deliberato di pregare il Ministro :

« 1) a voler portare il numero delle ore settimanali, sta-
« bilite nei Licei per l'insegnamento della fisica e della chimica,
« da ore 6 ad ore 8 complessive, in modo che alla prima liceale
« sarebbero mantenute le 2 ore per l' insegnamento della chi-
« mica e di alcuni rudimenti di fisica, e nei due corsi successivi
« si avrebbero 3 ore settimanali per ogni corso, destinate al-
« l' insegnamento della fisica propriamente detta ;

« 2) di togliere dal programma dei corsi l' insegnamento
« della cinematica al primo anno, in cui mancano agli allievi
« le necessarie cognizioni matematiche per tale insegnamento
« e di portarlo come era prima al secondo anno ;

« 3) di togliere le prove bimestrali, che assorbono molto
« tempo, e di far stabilire le classificazioni relative dalle nu-
« merose ripetizioni che si farebbero durante l' anno ».

La seduta è tolta alle ore 12.

Conferenza del Dott. SELLA (Ore 16).

I soci si riuniscono di nuovo alle ore 16 per assistere alla conferenza sperimentale del Dott. Sella.

Questi eseguisce una serie di dimostrazioni sperimentali comprendenti tre gruppi di argomenti. Il primo gruppo si riferisce ad alcune esperienze sulle vene liquide vibranti ed in campi elettrostatici ; il secondo gruppo comprende alcune esperienze relative all' azione delle radiazioni ultraviolette e Roentgen sulle scintille ed alla natura della scarica elettrica, esperienze in parte originali ed in parte contenute in pubbli-

cazioni antecedenti; il terzo gruppo infine comprende alcune esperienze di G. G. Thomson, sulle repulsioni elettrodinamiche.

Terminata tale conferenza il Prof. Perotti mostra all' Assemblea un apparecchio semplicissimo, con il quale si possono dimostrare in scuola le leggi di Ampère.

In ultimo il Prof. Calzecchi ricorda, come sin dal 1884 egli avesse eseguite e pubblicate delle esperienze dimostranti, che la conduttività delle limature metalliche cresce con l'azione delle scariche, esperienze che, riprese dal Branly, trovarono nelle mani del Lodge una prima applicazione, che doveva poi per opera del Marconi costituire la base della telegrafia senza fili.

Terza seduta

(28 Settembre 1897).

La seduta incomincia alle ore 9 col seguente

ORDINE DEL GIORNO.

1.° Conferenza sperimentale del Prof. Blaserna.
2.° Elezioni delle cariche sociali.
3.° Conferenza del Dott. Majorana, sui raggi catodici, e sulla riproduzione del diamante.
4.° Conferenza del Prof. Lussana, su alcune esperienze da lezione.

Il Prof. Blaserna eseguisce una serie di esperienze di corso. Anzitutto mostra come si possa rendere visibile, in poco tempo e ad un uditorio numeroso, lo spostamento del piano di oscillazione di un pendolo e la composizione dei movimenti oscillatori ortogonali. Passa quindi a descrivere un galvanometro a riflessione adatto per moltissime esperienze di elettricità, e ne fa l' applicazione alla dimostrazione delle correnti indotte. In seguito mostra in qual modo possano rendersi sensibili gli spettri ultrarosso ed ultravioletto, ed infine fa vedere, come a mezzo del fonautografo possa studiarsi la forma diversa delle vibrazioni sonore.

Terminata la conferenza alle ore 10 $^1/_4$, si procede alle elezioni delle cariche sociali, e prima di tutto alla elezione del Presidente e del Vice Presidente della Società.

Distribuita a ciascun socio una scheda in bianco, raccolte le schede scritte in apposita urna e fattone lo spoglio, si è avuto il seguente risultato:

Presenti 51. — Votanti 51.

Blaserna Pietro, Professore nell' Università di Roma, eletto Presidente con voti 50.

Ròiti Antonio, Professore nell' Istituto Superiore di Firenze, eletto Vice Presidente con voti 50.

Tanto il Presidente quanto il Vice Presidente ringraziano l' Assemblea e promettono tutto il loro appoggio.

Il Prof. Ròiti prende l' occasione per ricordare i meriti scientifici dei compianti Professori Cantoni e Ferraris, e per proporre all'Assemblea di nominare il Prof. Felici Presidente onorario della Società. Questa proposta è approvata ad unanimità.

Si passa quindi alla votazione per i sei Consiglieri. Distribuita a ciascun socio una nuova scheda in bianco, raccolte le schede scritte e fatto lo spoglio delle medesime, si ebbe il risultato seguente:

Presenti 51. — Votanti 51.

Riuscirono eletti Consiglieri:

1.° *Righi Augusto*, Professore di fisica nell' Università di Bologna, con voti 51.

2.° *Beltrami Eugenio*, Professore di fisica matematica nell' Università di Roma, con voti 51.

3.° *Marangoni Carlo*, Professore nel Liceo Dante in Firenze, con voti 48.

4.° *Semmola Eugenio*, Professore nell' Istituto tecnico di Napoli, con voti 40.

5.° *Grassi Guido*, Professore di fisica tecnica nella Scuola degli Ingegneri di Napoli, con voti 36.

6.° *Pierpaoli Nazzareno*, Professore nella Scuola Normale di Anagni, con voti 33.

Finalmente si eleggono ad unanimità:

Battelli Angelo, Professore nell'Università di Pisa, *Segretario*.
Pandolfi Mario, Aiuto di fisica nell' Università di Pisa, *Vice Segretario*.
Stefanini Annibale, Professore nel Liceo di Lucca, *Cassiere*.
Pasquini Emilio, Dottore in fisica, *Bibliotecario*.

La seduta si toglie alle ore 11 $^1/_2$.

Conferenza del Dott. MAJORANA (Ore 15).

Il Dott. Majorana espone in principio le sue ricerche sui raggi catodici. Fa vedere anzitutto l' influenza della posizione dell' anodo nell' interno dei tubi di scarica sulla intensità e sulla direzione dei raggi catodici; mostra e fa funzionare in seguito gli apparecchi adoperati da lui per la ricerca della velocità dei raggi catodici, e spiega la divergenza esistente tra i risultati da lui ottenuti e quelli di J. J. Thomson.

Passa indi alla seconda parte della conferenza, ed espone sommariamente quanto si è fatto da altri, specie da Moissan per la riproduzione artificiale del diamante, e quindi spiega il principio nuovo, secondo il quale egli, con metodo diverso da quello del Moissan, è anche arrivato a quella riproduzione. Fa vedere gli apparecchi adoperati ed i cristallini di diamante ottenuti.

Termina mostrando la combustione di un diamante naturale.

Dopo la conferenza del Dott. Maiorana, il Prof. Semmola descrive un' esperienza di scuola per dimostrare, come le proprietà magnetiche del ferro cessino ad alte temperature, e parla sull' applicazione della pila termoelettrica alla scarica silenziosa.

Conferenza del Prof. LUSSANA (Ore 16 $^1/_2$).

Il Prof. Lussana mostra alcune esperienze di corso atte a dimostrare il parallelismo fra le principali proprietà dei raggi luminosi e calorifici, ed espone poi i risultati da lui ottenuti riguardo al calore specifico dei gas, mettendoli in relazione con quelli ottenuti dal Regnault e rendendo ragione delle differenze trovate.

Terminata la conferenza del Prof. Lussana, il Dott. Marini dà un breve cenno sopra alcuni risultati da lui ottenuti insieme al Prof. Montemartini riguardo la pressione osmotica.

Esaurito così l'ordine del giorno la seduta si scioglie alle ore 18.

Escursione a Tivoli

(29 Settembre 1897).

La Società, accogliendo il gentile invito della Società Anglo-Romana, si recò la mattina del 29 Settembre a Tivoli, per visitare il grandioso impianto per il trasporto dell' energia elettrica a Roma. Servì da guida il Prof. Mengarini, il quale fece sopra luogo una lunga e particolareggiata conferenza per spiegare i concetti e le modalità adottate per quell' impianto, con cui 2000 cavalli elettrici si trasportano a 30 km. di distanza.

Al loro ritorno i membri intervenuti visitarono anche la stazione dei trasformatori di Porta Pia, ove la corrente proveniente da Tivoli da un potenziale di 5 o 6 mila volta viene abbassata a 2 mila, ed ove si trovano anche gli accumulatori per le tramvie elettriche di Roma.

Il Prof. Felici, cui il Prof. Ròiti aveva partecipato a nome dell'Assemblea la nomina a Presidente onorario, rispose accettando commosso l' offerta della nostra Società.

Sono pervenute le seguenti adesioni.

Alessandri Guido, Prof. nel R. Liceo — Napoli
Canestrelli Ignazio, Prof. nel R. Liceo — Aquila
Lacquaniti Cammillo, Prof. nel R. Liceo — Caltanissetta

STATUTO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

(approvato nell' adunanza del 26 Settembre 1897)

ART. 1. Si è costituita una associazione tra i cultori delle Scienze fisiche, sotto il nome di *Società Italiana di Fisica.*

Scopo.

ART. 2. La società ha per iscopo di promuovere lo studio e il progresso della Fisica:

a) mediante conferenze e discussioni tenute dai membri della società sui propri lavori o su quelli recenti dei fisici stranieri;

b) con discussioni, proposte e riforme relative ai metodi d'insegnamento teorico e sperimentale, sia nelle scuole secondarie, sia nelle Università del Regno;

c) col distribuire gratuitamente a tutti i soci *Il Nuovo Cimento,* il quale colla costituzione della società è assunto come organo ufficiale della medesima;

d) colla pubblicazione nell'organo ufficiale dei lavori dei soci. La Direzione del Giornale potrà pubblicare i lavori o per intero, o per sunti od anche rifiutarne la pubblicazione, sentito il parere di qualche socio di sua fiducia.

Soci.

ART. 3. Possono divenire soci tutti coloro che, interessandosi della fisica in genere, contribuiscono in un qualunque modo allo sviluppo della medesima. Essi pagano una tassa annuale di lire diciotto e godono dei diritti di cui all'art. 2 lettere *c)* e *d).*

Per far parte dell'associazione si deve rivolgere alla Presidenza una domanda firmata da un socio.

Ogni socio offrirà alla società due copie dei propri lavori.

Dei lavori pubblicati in riviste si devono mandare per quanto è possibile gli estratti.

Presidenza e Consiglio.

Art. 4. Fra i soci vengono eletti:

a) un Presidente, un Vice-Presidente e sei Consiglieri per la durata di un biennio. La Presidenza ed il Consiglio si rinnovano per metà d'anno in anno, e gli uscenti non possono essere rieletti immediatamente alla carica occupata;

b) un Segretario, un Vice Segretario, un Cassiere ed un Bibliotecario per la durata di un triennio, i quali possono venire immediatamente rieletti;

c) il Cassiere tiene i conti della società e comunica ai soci lo stato del bilancio nella *seduta annuale*, prima che si facciano le nuove elezioni. Deve curare l'esazione delle tasse dei soci, e pagare i mandati ad uscita che il Segretario spicca e fa vistare dal Presidente;

d) il Bibliotecario tiene in ordine e conserva i libri che la società stessa riceve; compila e tiene in corrente il catalogo;

e) il Consiglio delibera col Presidente il da farsi pel miglioramento e maggior sviluppo della società, stabilisce quando si debbono fare le conferenze ed a mezzo del Segretario comunica ai soci l'epoche stabilite;

Il Consiglio è composto dei soci aventi le cariche speciali e dei sei Consiglieri. Esso interpreta lo Statuto nei casi dubbi e formula i regolamenti.

Adunanze della Società.

Art. 5. Ogni anno si terrà un'assemblea generale fra tutti i soci in quella città d'Italia che a tal uopo verrà indicata dalla precedente assemblea, e in questa adunanza il Consiglio renderà conto del proprio operato.

All'assemblea generale succederanno delle sedute e delle conferenze intorno alle questioni scientifiche più interessanti; e per ciò i presenti si potranno dividere in sezioni.

Oltre all'assemblea generale, la società terrà qualche altra riunione nel corso dell'anno, purchè ne facciano domanda al Presidente almeno cinquanta soci.

Disposizioni Generali.

Art. 6. Coll' approvazione del presente Statuto s' intende definitivamente costituita la *Società Italiana di Fisica.* Ogni modificazione dello Statuto non potrà essere discussa, se non siano presenti almeno cinquanta soci e non sia stata proposta al Presidente tre mesi innanzi.

INDICE *(seguito)*.

Pagina

INDICE

RIVISTA.

(E. CASTELLI). **Journal de Physique.** Aprile 1897.

(A. STEFANINI) **The Physical Review.** Vol. 22, Gennaio e Febbraio 1897.

(A. STEFANINI). **Wied. Ann.** Vol. 60, N. 4, 1897.

(*Segue l' indice nella pagina precedente*).

SERIE IV. - Tomo VI. *Novembre 1897*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie gratis agli Autori.

Del « Nuovo Cimento » si pubblica ogni mese un fascicolo di **80** pagine.

Gli abbonamenti sono obbligatori per un anno e si intendono rinnovati, quando non siano disdetti entro il Dicembre. — ***Devono pagarsi anticipatamente.***

PREZZO DELL' ABBONAMENTO ANNUO.

In Italia . . . . L. 15,00
All' Estero . . . . „ 18,00

Per domande di abbonamenti, e per tutto quanto riguarda l'Amministrazione del Giornale rivolgersi all' amministratore *P. Salvioni*, *Tipografia Pieraccini* — Via del Monte, 12, Pisa.

Tutto quanto riguarda la parte scientifica del Giornale deve essere diretto alla « *Direzione del Nuovo Cimento* — PISA. »

SU LA FORMA DELLA PERTURBAZIONE IN UN RAGGIO DI LUCE SOLARE.

Nota di ANTONIO *e* ALBERTO GARBASSO [1]).

La quistione che ci proponiamo di trattare in questa Nota, è una di quelle, che si riannodano alla bella scoperta della risonanza multipla, fatta dai signori Sarasin e De la Rive.

Poichè fu dimostrato che i raggi emessi dall' eccitatore del Hertz si comportano in tutto come quelli della luce bianca, e si riconobbe d' altra parte, in base a calcoli ed esperienze dirette, che il regime della corrente nell' eccitatore si può rappresentare con una curva assai semplice, era naturale di chiedere se qualche cosa di analogo si possa asserire per le perturbazioni, che il nostro occhio percepisce come bianche.

Uno di noi fece vedere, due anni or sono [2]), che esistono delle buone ragioni per rispondere affermativamente a codesta quistione. Ma il processo, al quale si allude, era alquanto indiretto. Sicchè lasciava luogo a desiderare che si trovasse una via più semplice e più intuitiva per risolvere il problema.

Questo si può fare nel modo seguente.

Si prenda una delle curve che danno la distribuzione dell' energia nello spettro del sole, secondo le esperienze bolometriche del Langley [3]) (fig. 1). Per fissare le idee scegliamo, a modo d' esempio, la più snella che si riferisce a ciò che deve accadere nella fotosfera del sole.

Ogni punto di tale linea rappresenta, con la sua ordinata, *l' intensità* corrispondente alla lunghezza d' onda, o, se si vuole, al *periodo* [4]) misurato dalla sua ascissa. Dalla curva in discorso se ne può dedurre un' altra, che abbia per ascisse le

1) Di questa Nota fu pubblicato un riassunto nel fascicolo d' agosto degli " Archives des Sciences physiques et naturelles „ di Ginevra.

2) N. Cim., (4), I, 305, 1895.

3) Archives, (3), IX, 89, 1883.

4) Si passa dalle lunghezze d' onda ai periodi cambiando in modo conveniente l' unità di misura su l' asse delle ascisse.

ascisse e per ordinate le radici delle ordinate; ogni punto di essa indicherà *l' ampiezza,* che corrisponde ad un determinato *periodo* nella perturbazione della fotosfera.

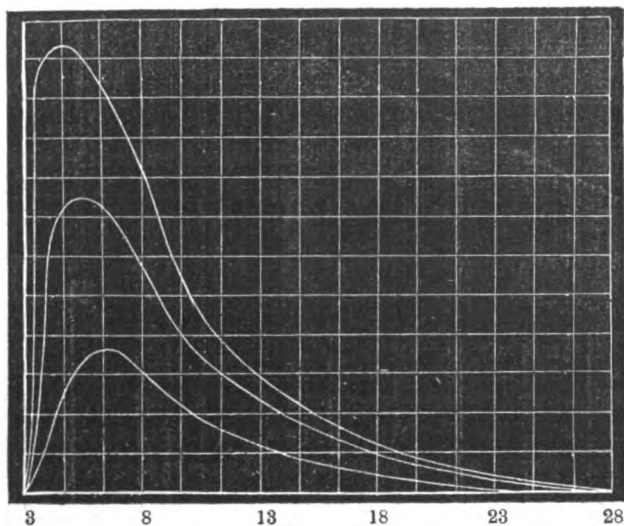



Fig. 1.

In altre parole si può dire che ogni punto della linea ottenuta da noi determina, con le sue coordinate, una certa sinussoide. E la perturbazione risultante sarà rappresentata dalla curva, che si ottiene sopraponendo tutte queste sinussoidi; la curva, cioè, che ha per ascisse le ascisse e per ordinate le somme delle ordinate.

In realtà si tratta quì di una integrazione; ma, al caso pratico, se ci vogliamo fare un' idea della perturbazione, che risulterebbe dalla composizione di quelle infinite sinussoidi, basterà addizionare un certo numero di tali curve, facendo variare ogni volta di un tratto costante l' ascissa del punto rappresentativo nella linea delle ampiezze.

Resta a vedersi se si possa sperare di raggiungere, con una somma che non abbia troppi termini, una curva di andamento abbastanza vicino a quello, che risulterebbe dalla rappresentazione grafica della funzione integrale.

Si può ammettere che le cose vadano realmente in questo modo, per diverse ragioni fisiche ed analitiche.

In primo luogo se si fa attraversare ad un raggio di luce bianca una lastra di quarzo, disposta fra due Nicol incrociati, la radiazione emergente è sempre bianca o biancastra, quantunque il suo spettro sia solcato da un gran numero di linee nere, ad intervalli regolari.

In secondo luogo noi vediamo bianca la luce del sole, malgrado l'esistenza delle righe del Fraunhofer [1]).

Da ultimo si può verificare la cosa per mezzo di considerazioni analitiche, o, meglio, aritmetiche, in questo modo. Si prende una funzione del tempo, $f(t)$, e, applicando ad essa il teorema di Fourier, la si riduce alla forma:

$$f(t) = \int_0^\infty dx\, \phi(x) \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{x};$$

si potrà considerare $f(t)$ come l'ordinata della curva, che s'ottiene sopraponendo un'infinità di sinussoidi, determinate, nel modo che s'è detto avanti, dai punti della linea:

[*] $$y = \phi(x);$$

e si potrà cercare se si ottenga un andamento simile a quello della:

$$\eta = f(t),$$

componendo un certo numero (finito) opportunamente scelto delle sinussoidi [*].

Noi abbiamo fatto la ricerca per la funzione:

$$f(t) = e^{-at} \operatorname{sen} bt.$$

In questo caso, assumendo su gli assi delle unità convenienti, la linea [*] ha l'andamento della figura 2.

Se si prende nel diagramma un certo numero di punti, distribuiti in modo regolare, e si addizionano le sinussoidi

1) Veramente si potrebbe obbiettare che la luce del sole è bianca *per definizione*.

corrispondenti, si ottiene una curva, che è rappresentata, in dimensioni ridotte, dalla figura 3 d [1]).

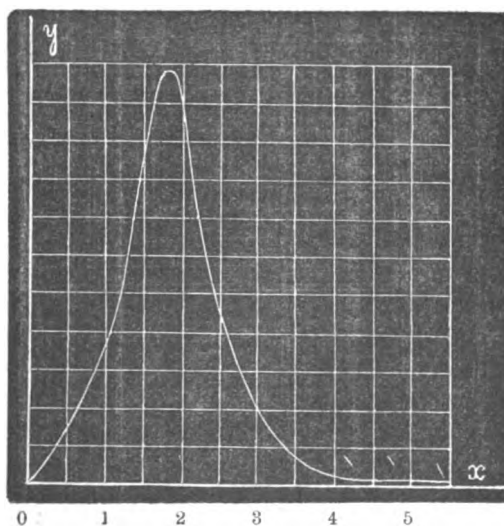



Fig. 2.

1) Indichiamo rapidamente i dettagli del calcolo. Ognuna delle sinussoidi [*] si può scrivere sotto la forma:

$$i = hy \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{kx},$$

h e k essendo due coefficienti di proporzionalità. Si prendano, nella curva della figura 2, i punti le cui ascisse progrediscono di quarto in quarto di centimetro. Si ricaveranno per le y i seguenti valori:

x	y	x	y
0,25	2,5	2,00	47,0
0,50	5,5	2,25	34,0
0,75	9,5	2,50	24,0
1,00	15,0	2,75	15,0
1,25	24,5	3 00	10,0
1,50	42,0	3,25	7,0
1,75	54,0	3,50	3,5

È inutile tener conto delle y che corrispondono a valori della x, i quali superano i tre centimetri e mezzo; perchè, essendo molto piccole, non possono avere un'influenza sensibile sul resultato finale.

I coefficienti h e k di proporzionalità sono perfettamente arbitrarii; cambiandoli non cambia il carattere delle nostre funzioni. Cambia bensì la grandezza delle curve rappresentative.

Essa ha, come si vede, un aspetto molto simile a quello della *curva integrale:*

$$[**] \qquad \eta = e^{-at} \operatorname{sen} bt ,$$

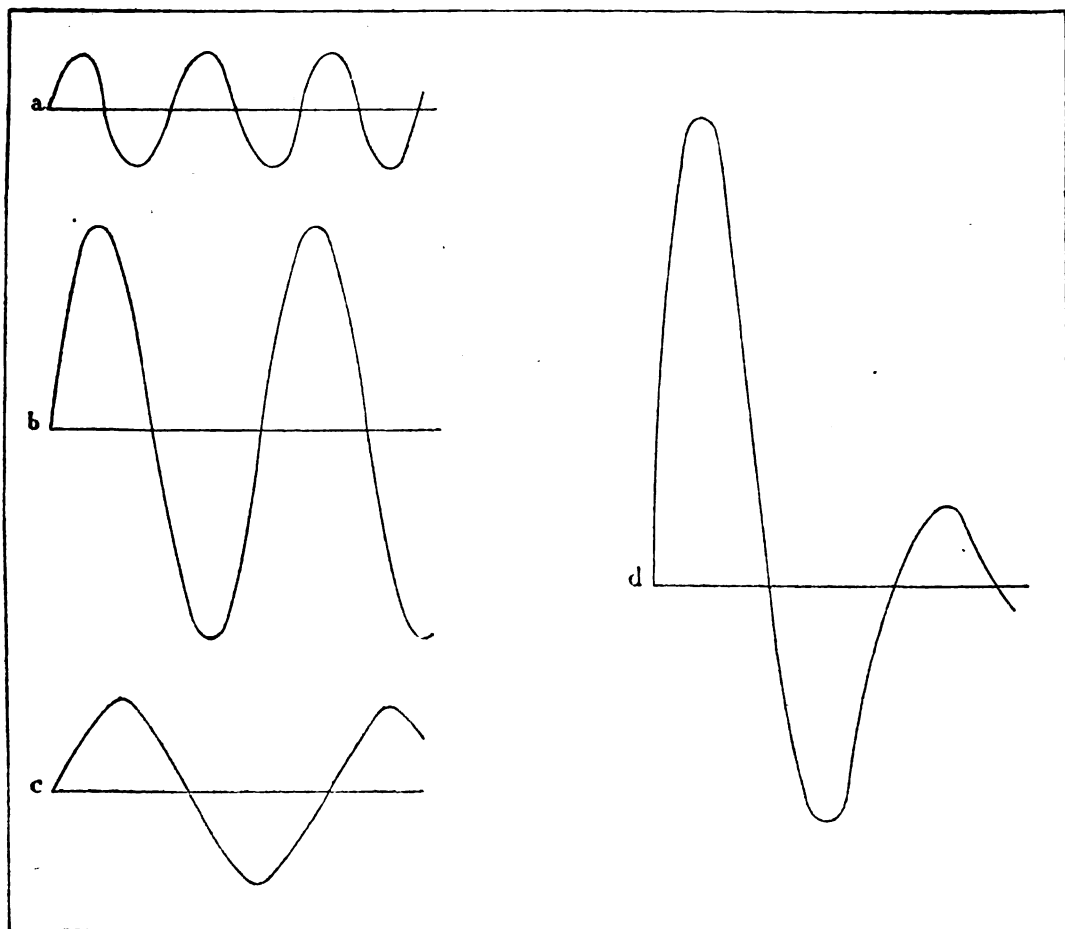



Fig. 3.

....

Per avere dei disegni di dimensioni un po' comode, facciamo la scelta seguente:

$$k = 1{,}60 ,$$
$$h = 0{,}05 .$$

In questo modo la tabellina riportata avanti ne fornisce un'altra, vale a dire:

quantunque sia ottenuta tenendo conto di soli quattordici punti (si confronti la nota) del diagramma 2.

Segue di quì che è lecito sperare di ottenere, in casi analoghi, un resultato abbastanza vicino alla realtà, impiegando lo stesso procedimento.

....

$kx = T$	$hy = a$	$kx = T$	$hy = a$
0,4	0,125	3,2	2,350
0,8	0,275	3,6	1,700
1,2	0,470	4,0	1,200
1,6	0,750	4,4	0,750
2,0	1,225	4,8	0,500
2,4	2,100	5,2	0,350
2,8	2,700	5,6	0,175

Noi dobbiamo adesso per ciascuna coppia di valori (T, a) calcolare la i secondo la formola:

$$i = a \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T}.$$

Evidentemente basta limitare il calcolo all' intervallo di un quarto di periodo; in seguito la grandezza della i si ottiene senz' altro dai valori già trovati.

I resultati, che si trovano effettivamente per le quattordici coppie di costanti (T, a) sono:

1.a Coppia.

$t =$	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10
$i =$	0,038	0,073	0,101	0,119	0,125

2.a Coppia.

$t =$	0,04	0,08	0,12	0,16	0,20
$i =$	0,085	0,161	0,222	0,261	0,275

3.a Coppia.

$t =$	0,03	0,06	0,09	0,12	0,15	0,18	0,21	0,24	0,27	0,30
$i =$	0,074	0,147	0,215	0,279	0,336	0,382	0,423	0,451	0,469	0,470

4.a Coppia.

$t =$	0,04	0,08	0,12	0,16	0,20	0,24	0,28	0,32	0,36	0,40
$i =$	0,117	0,231	0,340	0,441	0,530	0,606	0,668	0,713	0,741	0,750

5.a Coppia.

$t =$	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
$i =$	0,191	0,378	0,556	0,720	0,866	0,991	1,091	1,165	1,210	1,225

6.a Coppia.

$t =$	0,06	0,12	0,18	0,24	0,30	0,36	0,42	0,48	0,54	0,60
$i =$	0,327	0,649	0,953	1,235	1,485	1,699	1,871	1,997	2,075	2,100

Se ora torniamo alle curve del Langley (fig. 1) si vede subito che il loro aspetto è poco differente da quello della curva [*] del problema, che precede (fig. 2); si può dunque prevedere che il resultato finale sarà una curva simile alla [**] fig. 3 *d*). Questo si verifica in realtà.

....

7.a Coppia.

$t =$	0,07	0,14	0,21	0,28	0,35	0,42	0,49	0,56	0,63	0,70
$i =$	0,421	0,989	1,226	1,587	1,909	2,184	2,405	2,567	2,667	2,700

8.a Coppia.

$t =$	0,08	0,16	0,24	0,32	0,40	0,48	0,56	0,64	0,72	0,80
$i =$	0,366	0,726	1,067	1,382	1,661	1,901	2,094	2,235	2,322	2,350

9.a Coppia.

$t =$	0,09	0,18	0,27	0,36	0,45	0,54	0,63	0,72	0,81	0,90
$i =$	0,265	0,525	0,772	0,999	1,202	1,375	1,514	1,616	1,679	1,700

10.a Coppia.

$t =$	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
$i =$	0,187	0,871	0,545	0,705	0,848	0,971	1,069	1,141	1,185	1,200

11.a Coppia.

$t =$	0,11	0,22	0,33	0,44	0,55	0,66	0,77	0,88	0,99	1,10
$i =$	0,117	0,231	0,340	0,441	0,520	0,606	0,668	0,713	0,741	0,750

12.a Coppia.

$t =$	0,12	0,24	0,36	0,48	0,60	0,72	0,84	0,96	1,08	1,20
$i =$	0,078	0,154	0,227	0,294	0,353	0,404	0,445	0,475	0,494	0,500

13.a Coppia.

$t =$	0,13	0,26	0,39	0,52	0,65	0,78	0,91	1,04	1,17	1,30
$i =$	0,054	0,108	0,159	0,206	0,247	0,283	0,312	0,333	0,346	0,350

14.a Coppia

$t =$	0,14	0,28	0,42	0,56	0,70	0,84	0,98	1,12	1,26	1,40
$i =$	0,027	0,054	0,079	0,103	0,123	0,141	0,156	0,166	0,173	0,175

Servendoci di questi numeri possiamo rappresentare in modo semplice, con quattordici curve, l'andamento delle quattordici perturbazioni di periodo via via crescente.

Le figure 3 *a*, *b*, *c* riproducono tre di tali linee; quelle, che risultano dalla considerazione della quarta, settima e decima coppia. In esse si è presa la t come ascissa, facendola variare fino al valore 5,60; il quale corrisponde al periodo della più lenta fra le quattordici onde considerate.

Noi abbiamo fatto i calcoli per le tre curve date dal Langley, che rappresentano la distribuzione dell' energia nello spettro della radiazione solare alla superficie della terra (*curva 1*), al confine della nostra atmosfera (*curva 2*), e alla superficie della fotosfera del sole (*curva 3*).

Per semplificare i calcoli abbiamo diviso per 10 le ascisse dei diagrammi del Langley; in questo modo le tre curve vengono a tagliare l' asse dei periodi per i valori 3 e 28 dell' ascissa.

Abbiamo quindi scelto su ciascuna curva i punti di ascisse:

$$x = 3,\ 4,\ 5\ \ldots\ 27,\ 28\,,$$

dei quali indicheremo le ordinate con:

$$y_{1,3}\,,\ y_{1,4}\,,\ y_{1,5}\,,\ \ldots\ y_{1,27}\,,\ y_{1,28}\,,$$

$$y_{2,3}\,,\ y_{2,4}\,,\ y_{2,5}\,,\ \ldots\ y_{2,27}\,,\ y_{2,28}\,,$$

$$y_{3,3}\,,\ y_{3,4}\,,\ y_{3,5}\,,\ \ldots\ y_{3,27}\,,\ y_{3,28}\,,$$

e per ciascuna delle tre funzioni:

$$\eta_1 = \sum_3^{28}{}_x \sqrt{y_{1,x}}\ \mathrm{sen}\,\frac{2\pi t}{x}\,,$$

$$\eta_2 = \sum_3^{28}{}_x \sqrt{y_{2,x}}\ \mathrm{sen}\,\frac{2\pi t}{x}\,,$$

$$\eta_3 = \sum_3^{28}{}_x \sqrt{y_{3,x}}\ \mathrm{sen}\,\frac{2\pi t}{x}\,,$$

abbiamo calcolato venti punti, corrispondenti ai valori:

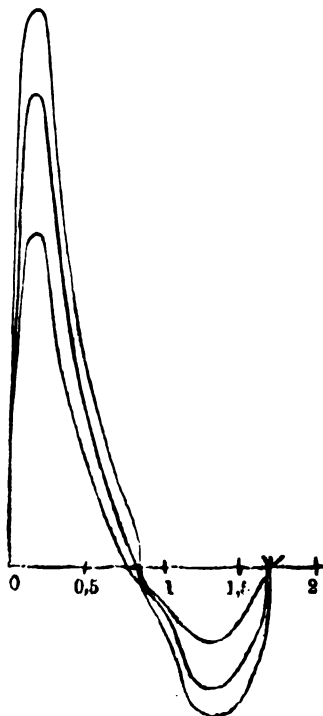
$$t = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots\ 19,\ 20.$$

In questo modo si ottennero le tre linee della figura 4.

Come si era preveduto, esse hanno una grande analogia con la curva della figura 3 *d*; e per questa ragione non abbiamo creduto necessario di spingere i calcoli più avanti [1]).

Fig. 4.

I diagrammi portano al resultato interessante che la lunghezza d'onda della perturbazione solare (0,00017 cm) è assai grande in confronto di quella, alla quale corrisponde nello spettro il massimo di intensità (0,00006 cm). Ciò è d'accordo col fatto che il decremento logaritmico dell'oscillazione sembra essere estremamente grande (3,3 circa) [2]).

Non è forse inutile osservare che le curve della figura 4 costituiscono bensì *una* soluzione accettabile, ma non la *sola* soluzione accettabile del problema. In realtà si è supposto implicitamente che le infinite perturbazioni dei differenti periodi comincino tutte nello stesso istante.

Pisa - Torino, Giugno 1897.

---

1) Del resto, a misura che si fanno crescere le ascisse, gli errori relativi acquistano un'importanza sempre maggiore; e però i resultati del calcolo perdono in sicurezza.

2) Nel lavoro citato più avanti uno di noi confrontò la curva sperimentale con quella che corrisponde ad una oscillazione pendolare smorzata, col decremento logaritmico uguale a 2. Già allora si avvertiva che l'accordo sarebbe stato migliore ove si fosse ingrandito il decremento, ciò che conduce a spostare verso l'ultrarosso la vibrazione fondamentale.

FOSFORESCENZA DEL VETRO ED EMISSIONE DI RAGGI CATODICI CESSATA L'AZIONE ECCITATRICE DEL TUBO.

Nota di A. SANDRUCCI.

Nel corso di una lunga e non ancora compiuta serie di esperimenti, rivolti a studiare l'azione di un campo magnetico potente sulla direzione e sulla produzione dei raggi catodici e di Röntgen nei tubi di Crookes, essendo il più delle volte costretto a lavorare nella oscurità perfetta, mi è occorso di osservare assai di frequente il già noto fenomeno della luminosità conservata dal tubo anche dopo cessata l'azione eccitatrice. Per la notevole durata del fenomeno (un tubo è rimasto visibile nell'oscurità perfetta per ben otto minuti primi) ho creduto non priva di interesse la ricerca delle cause fattrici.

Evidentemente, date le apparenze del fenomeno, tre ipotesi potevano a priori presentarsi alla mente:

1ª Il vetro, reso fluorescente dalla scarica, cessata questa, seguita a mandar luce per un fenomeno di vera e propria *fosforescenza*. L'emissione dei raggi catodici, causa della fluorescenza ordinaria, cessa appena ridotta a zero la differenza di potenziale fra i due elettrodi.

2ª Cessata la scarica, il vetro per conto suo non emetterebbe più luce; ma continua invece, benchè con molto minore intensità, la emissione di raggi dal catodo e prosegue di conseguenza anche la fluorescenza del vetro.

3ª La fosforescenza del vetro e l'emissione di raggi catodici dopo finita l'eccitazione, avvengono contemporaneamente, sommando per ciò i loro effetti.

Per decidere quale delle tre ipotesi, egualmente probabili, corrisponda in realtà ai fatti, ho ricorso alla ben nota azione deviatrice che i forti campi magnetici esercitano sui raggi catodici, o almeno sopra una buona parte del fascio catodico totale. Una forte elettrocalamita a ferro di cavallo era situata coi poli assai vicini al tubo Crookes, ed il campo magnetico

diretto in modo da aversi non solo una bella deviazione dei raggi catodici, ma un concentramento notevole di essi iu una porzione ristretta della superficie del tubo e quindi vivo splendore di fluorescenza.

Posto ciò: 1° Ho lasciato contemporaneamente in attività il rocchetto d'induzione [1]) ed il magnete per alcuni minuti: e quando l'area colpita dai raggi catodici si era, passi l'espressione, ben imbevuta di essi, ho contemporaneamente interrotto l'azione del campo magnetico ed il funzionamento del tubo.

2° Riattivato il rocchetto per alcuni minuti, senza produrre il campo magnetico, ho interrotto il funzionamento del tubo, lanciando immediatamente dopo la corrente nell'elettrocalamita e osservando accuratamente la luminosità residua del tubo.

3° Riattivato questo, ho rigenerato il campo magnetico per confrontare l'azione di lui sulla luminosità ordinaria del tubo con quella precedentemente osservata sulla luminosità residua.

I tubi con cui ho sperimentato sono stati quattro (tutti quelli di cui disponevo) e cioè:

N. 1 — tubo sferico a quattro elettrodi, catodo a disco di $0^{m},025$ di diametro, anodi filiformi. Rimane luminoso per più di 1'; emette debolmente raggi X e solo in determinate circostanze.

N. 2 — tubo a pera; catodo a calotta sferica di $0^{m},025$ di diametro, anodo piano. Emette X in abbondanza e rimane luminoso per più di 8'.

N. 3 — tubo a pera, catodo a calotta sferica di $0^{m},012$ di diametro; anodo a calotta sferica. Emette X in discreta quantità e rimane luminoso per 3 o 4 minuti.

N. 4 — tubo cilindrico, catodo a superficie semicilindrica, anodo piano. Emette X in buona quantità e rimane luminoso per 4' o 5'.

Ecco ora i risultati, corrispondenti a ciascuno dei tre periodi sperimentali summenzionati:

1) Lo stesso descritto nella Nota "Sull'azione fotografica dei raggi del Röntgen ecc. ecc." (Fascicolo di Luglio 1896). La corrente primaria raggiungeva questa volta 9 $^1/_2$ ampères.

1° Per tutti e quattro i tubi la porzione di parete colpita dai raggi catodici concentrati, cessata l'azione eccitatrice e quella del campo magnetico, è rimasta molto più luminosa del rimanente. In specie il N. 2 ha dato un distacco di luminosità più pronunciato. La detta area però ha perduto col tempo in maggior proporzione la luce che il rimanente della parete del tubo; perchè il rapporto di luminosità non si è mantenuto costante e qualche tempo prima della completa estinzione di ogni luce si è fatto eguale ad uno, non potendosi più distinguere dal rimanente della parete il luogo in cui l'azione catodica è stata più energica.

2° Nei tre primi tubi e più marcatamente nel N. 1 e nel N. 2, ho notato ad ogni eccitamento od estinzione del campo magnetico (alternati a lungo), *visibili spostamenti* nella fluorescenza residua. Il N. 4 non me ne ha dato alcuno.

3° Nei primi tre tubi, gli spostamenti della fluorescenza normale sono stati esattamente nel medesimo senso di quelli notati nella luminosità residua.

Da questi resultamenti concludo che la 3ª ipotesi è quella che veramente corrisponde ai fatti. Il vetro colpito dai raggi catodici diviene non solo *fluorescente* come il platinocianuro di bario, ma anche *fosforescente* come il solfuro di calcio sotto l'azione dei raggi solari. *Il catodo poi può seguitare ad emettere raggi catodici, deviabili dalla calamita, per un tempo abbastanza lungo dopo cessata la scarica elettrica nel tubo.*

Mi sembra che quest'ultimo fatto possa militare in favore della teoria di Goldstein sull'origine e sulla natura dei raggi catodici. Ammesso infatti col Crookes e con J. J. Thomson [1]) che l'elettrodo negativo elettrizzasse le molecole del gas che lo toccano e comunicasse loro un aumento di velocità, producendo quella corrente di materia elettrizzata che costituirebbe i raggi catodici, come si spiegherebbe il persistere così a lungo del fenomeno, cessata l'elettrizzazione del catodo, cioè

1) Anche recentissimamente (Philosophical Transaction of the r. Society. London, Aprile 1897) A. A. C. Swinton suppone che i raggi catodici consistano di molecole caricate negativamente, le quali vengano respinte dal catodo caricato dello stesso nome, con una velocità iniziale dipendente *dal grado di eccitazione elettrica* del catodo.

la causa fattrice? .... Data invece l'idea del Goldstein (appoggiata da Hertz, E. Wiedemann, Lenard) che i raggi catodici abbiano la loro sede nell'etere e non nel mezzo materiale che attraversano, si può ben comprendere come la scarica elettrica per trasformazione di energia possa mettere il catodo nelle condizioni di essere sede e punto di partenza d'un tipo di vibrazioni eteree speciali, cioè cortissime e come il catodo possa seguitare ad emettere queste, anche cessata l'azione della causa eccitatrice: allo stesso modo che una corda prosegue ad emettere onde sonore cessata l'azione che l'ha tolta dalla quiete, rendendo lentamente e sotto altra forma l'energia assorbita: o meglio come un corpo, luminoso per calorescenza, può seguitare ad emettere luce, finita l'azione riscaldatrice. Come le vibrazioni eteree calorifiche nella calorescenza, non potrebbero le vibrazioni eteree elettriche subire nelle condizioni speciali della scarica attraverso i tubi Crookes un accorciamento straordinario di lunghezza in modo da cambiarsi in radiazioni catodiche?

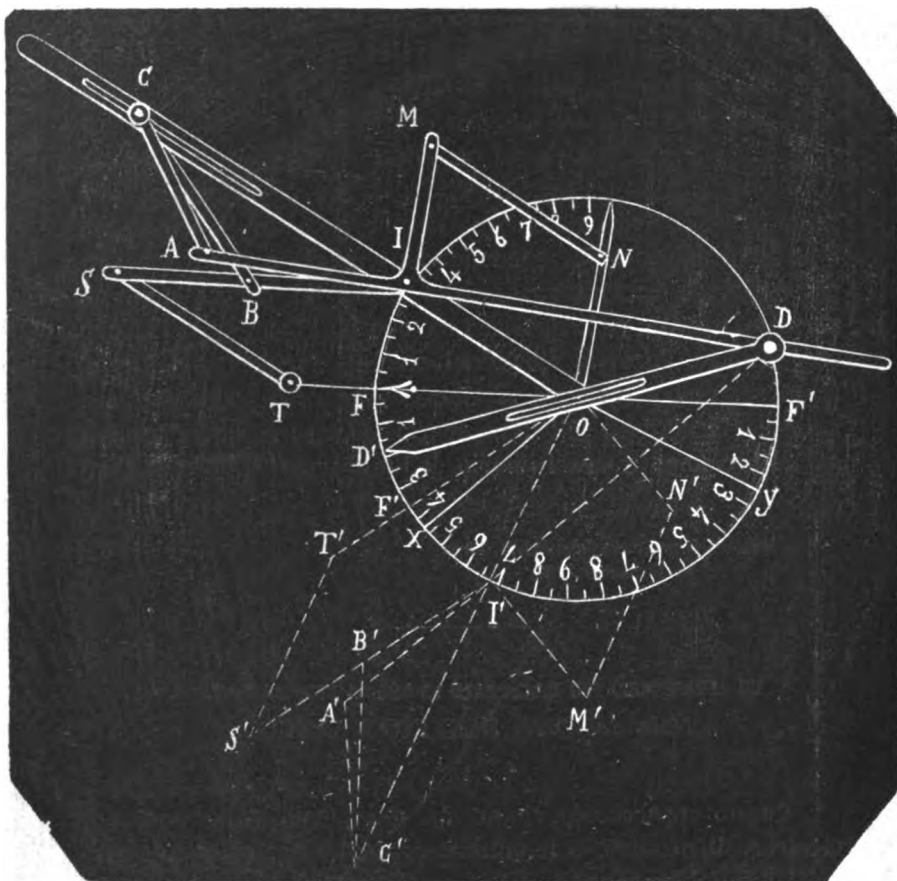
Messina, Laboratorio fisico del R. Liceo
13 Novembre 1897.

UN APPARECCHIO PER ILLUSTRARE LA TEORIA DELL'ARCOBALENO.

Nota del Dott. SALVINO MARCUCCI.

Questo apparecchio venne da me ideato collo scopo di mostrare il massimo o il minimo di deviazione cui vanno soggetti i raggi emergenti dalle gocce sferiche d'acqua nella formazione dell'arcobaleno, rendendo così molto facile la spiegazione dei *raggi efficaci*.

Quando non voglia considerarsi il fenomeno assai complicato delle iridi soprannumerarie, è questo nella teoria dell'arcobaleno il punto più interessante e nello stesso tempo quello che richiede per esser compreso nozioni abbastanza estese di calcolo differenziale, tantochè della meteora così frequente e sempre maravigliosa è d'uopo limitarsi nei corsi di fisica elementare a dare solo pochi cenni descrittivi.

Mi parve perciò che all' apparecchio in parola non potesse negarsi una certa importanza didattica.

Esso, quale è rappresentato schematicamente dalla figura, risulta di aste articolate mobili sul piano del cerchio graduato al quale si mantengono sempre tutte parallele.

Le CO, NO', DD' sono girevoli nel punto fisso O che è il centro del cerchio; le A D, SI lo sono nel punto I della C O ed è I O uguale al raggio. L' altra estremità S della S I si articola colla S T che ha una lunghezza pure uguale al raggio e che è girevole nell' altro punto fisso T: la distanza T O essendo uguale ad S I, la figura O I S T è un parallelogrammo.

Nei punti A e B si articolano le A C, B C che situate dalla medesima parte di C O, si congiungono, articolandovisi, al medesimo corsoio C che può muoversi in linea retta lungo CO; esse sono rispettivamente lunghe quanto B I e A I ed è:

$$\frac{A\,I}{A\,C} = \frac{B\,C}{B\,I} = \frac{4}{3}\,.$$

I M è un braccetto rettilineo solidale colla A D e ad essa perpendicolare in I; le M N O N completano il parallelogrammo snodato I M N O.

La D D', della quale la porzione O D è uguale al raggio, è girevole col minimo attrito in O e la sua estremità D si appoggia, mediante una punta non molto acuminata, in una guida o solco praticato lungo I D nel quale la punta è facilmente scorrevole, sicchè uno spostamento dato ad A D si traduce in una rotazione di D D' attorno ad O: un piccolo peso aggiunto in D è sufficiente a dare alla punta la pressione necessaria per mantenerla nel solco senza aumentarne troppo l' attrito.

L' apparecchio è completato da una lastrina di vetro a facce ben piane e parallele, piuttosto sottile, portata dall' asta D D' secondo la quale è fissata perpendicolarmente al piano del cerchio; questa lastra permetterà di osservarvi per riflessione l' immagine di tutto il meccanismo che apparirà secondo le linee punteggiate della figura e quella della freccia OF disegnata nel cerchio secondo O T, e nello stesso tempo lascerà vedere, per trasparenza, le divisioni e i numeri del cerchio graduato: ciò non presenterà difficoltà di sorta, specialmente se le asticelle e la graduazione del cerchio si faranno bianche su fondo nero.

La divisione in gradi è conveniente che sia numerizzata nell' ordine rappresentato dalla figura.

Facendo ruotare la C O attorno ad O è evidente che tutte le altre asticelle ruoteranno, tranne la S I che si sposterà mantenendosi sempre parallela alla retta O T; ora se supponiamo che il cerchio rappresenti una sezione meridiana di una goccia sferica d' acqua ed S I un raggio incidente, si avrà che, mentre C O rappresenta la normale nel punto d' in-

cidenza, I D rappresenterà il raggio rifratto, qualunque sia la posizione dell' apparecchio [1]).

Ciò posto, vediamo come con questo meccanismo si possa illustrare la teoria dell' arcobaleno.

Iride interna.

Questa è data, come è noto, da quei raggi che emergono dalla goccia dopo avervi subito una sola riflessione interna; ora, siccome durante il movimento dell' apparecchio è sempre l' ang. I D O = ang. I' D O e il punto D si trova sempre sulla circonferenza, l' immagine D I' avrà sempre la direzione del raggio che dopo esser penetrato nella goccia seguendo il cammino S I D vi ha subito appunto una riflessione interna, e I' S', immagine di I S, rappresenterà, per simmetria, il corrispondente raggio emergente.

L' angolo compreso dalla S I e dalla sua immagine è quello che nella teoria dell' iride si suol chiamare *angolo di devia-*

1) Questa costruzione cinematica del raggio rifratto da una superficie sferica è analoga a quella già da me applicata nel "Congegno per verificare le leggi geometriche della rifrazione nel prisma" Rivista scient. ind. anno 27°, n. 6).

Nel nostro caso si ha:

$$\frac{\text{sen}\ \widehat{ACI}}{\text{sen}\ \widehat{AIC}} = \frac{AI}{AC} = \frac{4}{3}$$

ma per l' eguaglianza dei triangoli A I C, B C I è ang. A C I = ang. S I C; di più ang. A I C = ang. O I D, quindi

$$\frac{\text{sen}\ \widehat{SIC}}{\text{sen}\ \widehat{OID}} = \frac{4}{3};$$

ma essendo per l' acqua $n = \frac{4}{3}$ si vede che l' angolo O I D è quello di rifrazione corrispondente all' angolo d' incidenza S I C.

Si potrebbe trar profitto di questa costruzione per mostrare mediante un meccanismo ridotto alle sole aste C O, S I, A D, A C, B C le proprietà diottriche di una superficie sferica. Per esempio, se si spostasse il punto I per un piccolo arco mentre la S I (raggio incidente) fosse costretta a passare per uno stesso punto P (il che potrebbe ottenersi ad es. munendo la S I di una fenditura, in questa impegnando una punta sulla quale la S I fosse facilmente scorrevole e premendola sul piano dell' apparecchio abbastanza fortemente perchè rimanesse fissa) si vedrebbe A D (raggio rifratto) passare pure per uno stesso punto che rappresenterebbe il foco coniugato di P; e si comprende subito come un apparecchio siffatto si presterebbe ad illustrare i rapporti di posizione, di grandezza e di senso dell' immagine rispetto alla sorgente, la formazione delle diacaustiche ecc.

zione; esso è uguale all' ang. T O T' che la linea O T, secondo la quale è disegnata la freccia, fa colla sua immagine O T'; perciò si potrà far subito la lettura dell' angolo di deviazione guardando il punto della graduazione col quale coincide l'immagine O F' della freccia.

Or è noto che se s' immagina che un raggio solare S I si sposti parallelamente a se stesso partendo dalla posizione in cui è normale alla goccia (ossia passando per O) per giungere a quella in cui le è tangente, si dimostra che l' angolo di deviazione cresce con continuità per un certo tratto, poi comincia a decrescere; e se si tratta di luce rossa ($n = \frac{4}{3}$, caso da noi considerato) si dimostra che il valor massimo dell' angolo di deviazione è di circa 42° e corrisponde a un angolo d' incidenza di circa 59° [1]).

Sono queste le proprietà che il nostro apparecchio permette di verificare: difatti se si fa partire S I dalla posizione prossima a O T, facendo ruotare O C nel senso degl' indici di un orologio, si vedrà l' immagine O T' spostarsi, girando dalla posizione O T in senso contrario a quello degl' indici dell' orologio, verso la linea O X che colla O T fa appunto un angolo di circa 42°, raggiungerla e retrocedere. Se poi si arresta l' apparecchio nella posizione corrispondente al massimo di deviazione, si trova che l' angolo I O F (che è uguale all' angolo d' incidenza S I C e è misurabile sullo stesso cerchio graduato) è di circa 59° come vuole la teoria.

Acquistata mediante l' apparecchio la nozione del massimo di deviazione, non presenterà più alcuna difficoltà il comprendere come i raggi emergenti nella direzione corrispondente a questo massimo siano *raggi efficaci:* difatti, siccome una funzione varia lentissimamente in vicinanza di un massimo (o di un minimo), l' angolo di deviazione conserverà sensibilmente lo stesso valore massimo per raggi paralleli che entrino nella goccia sotto incidenze notevolmente differenti; quindi può dirsi che la luce emergente nella detta direzione abbia una

1) Esattamente il massimo di deviazione è di 42° 1′ 40″ e l' angolo d' incidenza di 59° 23′ 30″.

densità più grande che in qualsiasi altra e solo allora sarà capace di esercitare un' azione sensibile sulla retina.

Ma a spiegare anche meglio il comportamento della funzione *deviazione* in vicinanza del massimo e a far meglio comprendere il significato di *raggi efficaci* si può tracciare sul piano dell' apparecchio una serie di rette equidistanti, parallele a O T, colle quali si porti successivamente a coincidere la S T tracciando sul cerchio graduato le corrispondenti posizioni occupate dall' immagine O T': si vedrà che queste vanno crescendo in fittezza da O T verso O X.

Siccome l' asta D D' coincide sempre colla bisettrice dell' angolo di deviazione, è evidente che resterebbero ugualmente verificate le suddette proprietà facendo vedere che per l' angolo d' incidenza di circa 59° l' angolo F' O D' raggiunge un valore massimo di circa 21°. A tale scopo la D D' potrà esser munita di un indice D' che permetta la lettura diretta di questo angolo sul cerchio graduato.

Di questa osservazione si può trar profitto per illustrare anche la teoria della

Iride esterna.

Questa è data, come è noto, dai raggi che emergono dalla goccia dopo avervi subito due riflessioni interne. In questo caso si dimostra che l' angolo di deviazione raggiunge un minimo al quale corrispondono i raggi efficaci: questo minimo è per raggi rossi di circa 51° e corrisponde a un angolo d'incidenza di circa 71° [1]).

Affinchè ciò sia dimostrato basterà anche qui far vedere che la bisettrice dell' angolo di deviazione raggiunge, pel detto angolo d' incidenza, una deviazione minima di circa 25° 30'; si tratta dunque di rappresentare in qualche maniera questa bisettrice. A tal uopo ricordiamo che, siccome il cammino del raggio luminoso è simmetrico rispetto alla bisettrice dell' angolo di deviazione, questa sarà sempre perpendicolare alla

1) Esattamente il minimo di deviazione è di 50° 58' 50" e l' angolo d' incidenza di 71° 26' 10".

direzione che nell' interno della goccia assume il raggio luminoso dopo la prima riflessione interna, ossia a D I'.

Ciò posto, essendo sempre O N parallela al I M e questa perpendicolare a D I, sarà sempre anche O N perpendicolare a D I e la sua immagine O N' perpendicolare all' immagine D I'; perciò O N' rappresenta appunto la detta bisettrice e l' angolo F' O N' è uguale alla metà dell' angolo di deviazione per un raggio che abbia subito due riflessioni interne.

Ora, facendo muovere le aste nella maniera già detta per l' iride interna, e guardando nella lastra per modo da vedere contemporaneamente l' immagine O N' e le divisioni del cerchio, si vedrà O N' partire dalla posizione in cui è perpendicolare a F F'' avvicinandosi ad F'', raggiungere la linea O Y che fa con F F'' un angolo di circa 25° 30', poi retrocedere; di più quando O N' coincide con O Y si trova che l' angolo F O I è di circa 71°.

Il che era appunto da mostrare.

Il costruttore dovrà badare che l' estremità della O N, tagliata a guisa d' indice, si trovi sul piano del cerchio graduato o vicinissima ad esso; senza di che nella lettura dell' angolo N' O F si andrebbe incontro all' errore di paraliasse.

Bari, R. Istituto tecnico, Novembre 1897.

CONCLUSIONE DELLA POLEMICA SULLA COSTANTE $\frac{HV}{T}$.

Nonostante che io abbia esplicitamente dichiarato che nella mia nota sulla costante $\frac{HV}{T}$, non avevo affatto la pretesa di dimostrare teoricamente per i gas la relazione $\frac{HV}{T} = E$, il signor Del Lungo, abbandonato l' argomento essenziale della sua critica diretta a provare che la verifica numerica per approssimazione da me data di detta eguaglianza consistesse in un *idem per idem*, viene ora ad attribuirmi l' intenzione sopraccennata, ripetendo in sostanza cose dette già dal signor Joubin.

Volendo mettere la questione nei suoi veri termini, la sostanza delle cose è questa:

Nella mia nota, io ho incominciato col calcolare direttamente il valore del rapporto $\frac{HV}{T}$ relativo ad un grammo-molecola di alcuni gas, ed osservare che detto valore è per tutti assai prossimo all' equivalente dinamico del calore. Indi ho mostrato che anche per via indiretta si può giungere alla stessa conclusione. Infatti, ho detto, (salvo l' uso improprio della parola *proporzionale*, nel fondo della proposizione), essendo HV uguale a meno d' un fattore costante e noto alla forza viva del moto progressivo molecolare, e T uguale a meno d' un altro fattore costante e noto, alla corrispondente energia termica, il rapporto $\frac{HV}{T}$ sarà uguale a meno d' un fattore costante e noto, all' equivalente meccanico del calore; ed in realtà ho provato che pei gas perfetti, e nell' ipotesi che il rapporto dei due calorici specifici sia 1,41 si deve necessariamente avere

$$\frac{3}{2 \times 0{,}0615 \times 2{,}4369} \frac{HV}{T} = E ,$$

ossia

$$\frac{3}{2{,}99} \frac{HV}{T} = E ,$$

cioè approssimativamente

$$\frac{HV}{T} = E .$$

Ora, nè in ciò, vi è alcun idem per idem, come erroneamente era parso al Del Lungo, nè con ciò io aveva preteso di dimostrare teoricamente la relazione $\frac{HV}{T} = E$, come aveva creduto il signor Joubin e come ora anche il signor Del Lungo vuol credere ad onta della mia dichiarazione contraria.

Per me resta dunque che pei gas ed i sali in soluzione molto diluita vi è sempre ancora indizio a credere che il si-

gnificato della costante $\frac{HV}{T}$ sia l'equivalente dinamico del calore; e che per i metalli crudi, detta costante rappresenta l'equivalente meccanico del calore molecolare.

Catania, 14 Novembre 1897.

E. Boggio Lera
Professore di Fisica nel R. Istituto Tecnico
e nella R. Scuola Enologica di Catania.

TEMPERATURE RAGGIUNTE DAI FILI VERTICALI PERCORSI DA CORRENTI.

Nota del Dott. MARIO SALA.

In un mio lavoro recentemente pubblicato [1]), ho determinato il coefficiente K di conducibilità esterna dei fili verticali percorsi da correnti elettriche, misurando l'allungamento subìto dai fili per il calore svolto dalla corrente.

La formula adoperata è quella nota, che risulta dall'accoppiamento della legge di Newton e di Joule.

$$\frac{5}{21} I^2 R = K S \theta$$

dove I è l'intensità della corrente espressa in ampère, R la resistenza in ohm, S la superficie laterale del filo in cm^2, θ l'eccesso di temperatura del filo sulla temperatura ambiente: K è dato in piccole calorie.

1. Le esperienze fatte in condizioni favorevoli, — temperatura ambiente e corrente costante, filo verticale molto lungo (23 metri), misura dell'allungamento con un buon catetometro — portarono a risultati che riassumo brevemente.

a) La quantità di calore sottratto per unità di superficie è funzione del diametro del filo: il coefficiente K diventa più elevato col decrescere del diametro.

b) Questa variazione di K per fili disposti verticalmente presenta un andamento analogo a quello trovato dal Prof. Car-

1) Elettricista, anno 6°, n. 1, 1897. Nuovo Cimento, serie 4, vol. 4°, fascicolo d'agosto 1896.

dani per fili tesi orizzontalmente [1]): però K è più grande nei fili verticali.

c) Il calore perduto varia colla natura fisica e chimica della superficie del filo.

Siccome la quantità di calore irradiato è piccola cosa di fronte a quella perduta per convenzione, si può asserire che la guaina d'aria calda che avvolgendo e scorrendo sul filo dev'essere causa principale della perdita di calore, dipende dalla natura e dallo stato della sostanza che costituisce lo strato superficiale.

d) Il coefficiente K è costante, per uno stesso filo, dentro limiti molto estesi di temperatura.

Ciò indica che nei fili disposti verticalmente è seguita, entro gli stessi limiti di temperatura, la legge di Newton.

2. Dalle curve fatte per il rame e per il ferro coi numerosi risultati avuti, prendendo i valori dei diametri espressi in millimetri come ascisse, e i valori di K riferiti a 1 mm^2 di superficie irradiante come ordinate, si sono ricavati i valori di K adoperati nei calcoli delle tabelle più sotto riportate.

Essi sono i seguenti:

RAME		FERRO	
Diametri	K	Diametri	K
0,2	0,000030	0,2	0,000033
0,3	0,000024	0,3	0,000026
0,4	0,000021	0,4	0,000023
0,5	0,000019	0,5	0,000021
0,8	0,000015	0,8	0,000017
1,0	0,000014	1,0	0,000016
2,0	0,000012	2,0	0,000014
3,0	0,000011	3,0	0,000013

3. Praticamente la formula $\frac{5}{21} I^2 R = K S \theta$ si modi-

1) Nuovo Cimento, serie 3, T. 27°, pag. 245; T. 28°, pag. 10; T. 30°, pag. 33. — La Lumière Electrique, T. 38°, pag. 627; T. 30°, pag. 33. — Naturwissenchafteiche Rundschau, 7°, n. 5, pag 55.

fica, ponendo $S = 2\pi r L$ dove L è la lunghezza nel filo ed r il raggio in mm; e sostituendo ad R la nota relazione

$$R = \frac{\rho L}{1000 \pi r^2} (1 + \beta \theta)$$

in cui ρ è la resistenza specifica alla temperatura ambiente, β il coefficiente di temperatura della resistenza specifica, 1000 divisore necessario per esprimere la lunghezza L in mm, si ottiene:

$$I = \pi \sqrt{\frac{21}{5} \frac{10^3}{4} \frac{K\theta}{\rho(1 + \rho\theta)}} \cdot d^{\frac{3}{2}}$$

essendo $d = 2r$.

Se ora si pone la parte costante eguale ad a si ricava la nota formola

$$I = a\, d^{\frac{3}{2}}$$

4. Il valore della costante a

$$a = \pi \sqrt{\frac{21}{5} \cdot \frac{10^3}{4} \cdot \frac{K\theta}{\rho(1 + \beta\theta)}}$$

è già stato calcolato, per diverse temperature e diametri, nel caso dei fili disposti orizzontalmente, in tabelle pubblicate dal Prof. Cardani [1]. Nelle seguenti tabelle si trovano invece riferiti i valori di a per fili verticali, nei quali, come si disse, K ha un valore alquanto diverso.

Nel calcolo di queste costanti si sono assunti i seguenti valori per il rame:

$$\rho = 0{,}017 \qquad \beta = 0{,}0036$$

e per il ferro

$$\rho = 0{,}125 \qquad \beta = 0{,}0045$$

Nei seguenti prospetti nella prima colonna è segnato il diametro dei fili espresso in mm, nelle altre il valore della

1) Elettricista, anno I, fascicolo 8

costante *a* corrispondente alle temperature scritte in testa della respettiva colonna.

Valore della costante *a* per il rame

Diam.	5°	10°	20°	30°	40°	50°	75°	100°
0,2	9,48	13,28	18,47	22,25	25,28	27,83	32,86	36,67
0,3	8,47	11,81	16,52	19,87	22,61	24,89	29,39	32,79
0,4	7,92	11,06	15,45	18,61	21,15	23,30	27,49	30,68
0,5	7,54	10,57	14,69	17,70	20,12	22,15	26,15	29,18
0,8	6,70	9,39	13,06	15,73	17,88	19,68	23,23	25,92
1,0	6,47	9,07	12,61	15,20	17,27	19,01	22,44	25,05
2,0	5,99	8,40	11,68	14,07	15,99	17,60	20,78	23,19
3,0	5,73	8,05	11,18	13,47	15,31	16,85	19,90	22,20

Valore della costante *a* per il ferro

Diam.	5°	10°	20°	30°	40°	50°	75°	100°
0,2	3,65	5,11	7,08	8,50	9,63	10,56	12,38	13,73
0,3	3,24	5,54	6,28	7,54	8,54	9,38	11,00	12,19
0,4	3,07	4,27	5,91	7,10	8,04	8,82	10,34	11,46
0,5	2,91	4,08	5,65	6,78	7,68	8,43	9,88	10,95
0,8	2,62	3,67	5,08	6,10	6,91	7,58	8,88	9,85
1,0	2,54	3,56	4,93	5,92	6,70	7,35	8,62	9,56
2,0	2,38	3,33	4,61	5,54	6,27	6,88	8,06	8,94
3,0	2,29	3,21	4,45	5,34	6,04	6,63	7,77	8,62

Istituto fisico dell' Università di Parma, agosto 1897.

SULLA VELOCITÀ DEI RAGGI CATODICI.

Ricerche di Q. MAIORANA.

(Largo sunto dell' Autore delle due note pubblicate nei Rend. dell' Acc. dei Lincei il 4 Luglio e 1 Agosto 1897).

Le differenze che corrono tra la natura dei raggi catodici e quella delle altre radiazioni conosciute, sono ben note. Caratterizzano in ispecial modo i raggi catodici, il peculiare loro modo di emanare dall' elettrodo negativo, la loro deviabilità

in un campo magnetico, e le cariche elettrostatiche generate sui corpi da essi colpiti.

In conseguenza di queste proprietà, molti fisici, specie quelli della scuola inglese con a capo Crookes, appoggiano la teoria materialista dei raggi catodici, paragonando questi, a getti di particelle materiali elettrizzate. Contro tale ipotesi si è schierata la scuola tedesca con Goldstein, Hertz, Wiedemann ecc., sostenendo che i raggi catodici debbano essere di natura simile a quella della luce ordinaria, cioè vibrazioni eteree.

Benchè queste due ipotesi sieno già conosciute da quasi un ventennio, pure, sin' oggi, nessuna delle due è stata definitivamente abbandonata.

Ora un dato di fatto, che arrecherebbe molta luce sulla interpretazione di questi fenomeni, sarebbe certamente la conoscenza del valore della velocità dei raggi catodici.

Devesi a J. J. Thomson [1]) il primo tentativo di determinazione di questa velocità; quel fisico osservando la differenza di tempo che intercede tra i due istanti in cui, due tratti diversi di un tubo di scarica situati a diversa distanza dal catodo, diventano fluorescenti, sotto l' azione dei raggi catodici, emananti istantaneamente da quello, arriva alla conclusione che quella velocità sia di 190,000 metri a secondo; valore che all' incirca è $\frac{1}{1000}$ di quello della velocità della luce. Ma benchè questo valore trovi una coincidenza con altro ottenuto dallo stesso fisico, considerando la curvatura dei raggi catodici nei campi magnetici, esso non offre un grande affidamento. Infatti è noto che i fenomeni di fluorescenza o di fosforescenza hanno una durata relativamente grande, e può quindi incorrere in errore chi, dalla osservazione di essi, volesse dedurre il valore degli intervalli di tempo esistenti tra le manifestazioni istantanee di agenti che li provocano.

Altri tentativi sono stati fatti recentemente da Des Coudres e indi da Wiechert [2]).

1) On the velocity of the cathode-rays. Philos. Magaz. vol. 38°, pag. 358, 1894.
2) Beiblätter, 1897, n. 5, p. 443.

Questi fisici servendosi dell'azione del campo magnetico creato dalla stessa scarica che genera i raggi catodici, sono arrivati, con metodi differenti, a cifre poco concordanti tra loro e con quelle di Thomson.

Scopo della presente ricerca è stato quello di determinare con metodo differente da quelli seguìti sinora la velocità dei raggi catodici. Mi sono quindi servito dell' accennata proprietà dei raggi catodici di generare delle cariche elettrostatiche sui corpi da essi colpiti. Ma fu anzitutto necessario uno studio preventivo sulla natura di queste cariche ; è perciò che io esporrò anzitutto brevemente tale studio per poi dire del modo con cui sono arrivato alla determinazione della velocità.

Cariche elettrostatiche generate dai raggi catodici.

Uno dei tubi adoperati per le attuali ricerche, è quello indicato nella figura 1. Esso ha un catodo centrale C costituito da un disco di alluminio di diametro poco inferiore a quello interno del tubo di vetro. A destra e a sinistra del catodo è disposta una doppia serie di anodi filiformi 1, 2, 3 .... 6. Ad una delle estremità del tubo, che costituiscono le due pareti anticatodiche, si trova un dischetto di alluminio *a*, il quale racco-

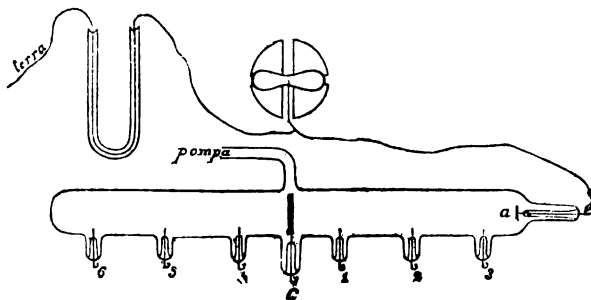



Fig 1. 1:6 del vero.

glie delle cariche elettriche, quando il tubo funziona. Queste cariche vengono esaminate servendosi di un elettrometro di Mascart, il cui ago viene posto in comunicazione col disco *a* e con un estremo di un tubo capillare riempito di alcool assoluto,

di cui l'altro estremo è posto a terra. Le due coppie opposte dei quadranti dell'elettrometro sono poste in comunicazione con i poli di una pila Warren de La Rue di 20 elementi. In queste condizioni, se il tubo di scarica è evacuato, ed è traversato dalla scarica periodica di un rocchetto d'induzione, l'ago dell'elettrometro subisce una deviazione costante la quale è dovuta sempre ad una *carica positiva;* e ciò qualunque sia l'anodo che venga adoperato insieme al catodo C. Il valore di questa deviazione è variabile con la rarefazione interna del tubo; e non appena il funzionamento del rocchetto viene interrotto, l'ago ritorna allo zero, grazie all'uso del tubo capillare con alcool posto a terra.

Un primo studio che si può fare adoperando l'apparecchio descritto, è quello della variabilità della carica col cambiare della rarefazione interna.

Il tubo di scarica è permanentemente unito alla pompa, di guisa che si può osservare il valore della deviazione dell'elettrometro, quando la scarica traversa il tubo a diverse pressioni. Nella seguente tabella figurano accanto ai valori della pressione nell'interno del tubo di scarica, le deviazioni dell'elettrometro quando i raggi catodici investono il disco *a* della fig. 1, e quelle subìte dall'elettrometro stesso quando i raggi catodici vengono deviati mediante un forte elettromagnete agente tra C ed *a* (fig. 1):

pressione	deviazioni (parti della scala)	
mm.	senza magnete	col magnete
23	0	0
1,4	3	3
0,33	28	6
0,082	93	15
0,020	144	18
0,0049	185	24
0,0011	197	25
0,00029	fuori della scala	29

Da questa tabella si deduce che le cariche elettriche generate sul disco *a* dalla scarica elettrica traversante il tubo, vanno rapidamente crescendo col diminuire della pressione

nell' interno dell' apparecchio; e propriamente esse divengono massime, quando la rarefazione è tale che nell' interno del tubo si abbia una intensa produzione di raggi catodici.

L' ultima colonna della stessa tabella conferma la supposizione che quelle cariche elettriche sieno realmente dovute ai raggi catodici. Infatti il valore che esse assumono, è molto minore quando quei raggi vengono deviati con la calamita.

Ma il valore assoluto delle cariche elettriche generate sul disco *a*, oltre che variare con la pressione nell' interno del tubo di scarica, varia con la posizione relativa dell' anodo.

Questo studio si può ancora fare servendosi del tubo già descritto. E non sarebbe molto interessante farlo per varii gradi di rarefazione del tubo stesso; mi sono quindi limitato a tenere il tubo in condizioni tali che la produzione dei raggi catodici nel suo interno, fosse ben netta; il che corrisponde ad una rarefazione di circa $^1/_{1000}$ di millimetro.

In tali condizioni ecco le deviazioni medie subite dall' ago dell' elettrometro adoperando come anodi i vari elettrodi filiformi:

anodo	1	2	3	4	5	6
deviazione	123	116	111	18	17	16

Questa tabella ci permette di fare due nuove considerazioni. Le cariche elettriche generate sul disco *a* sono più grandi quando l' anodo, pur mantenendosi dalla stessa parte del catodo, è più vicino a questo. Si osserva in secondo luogo una spiccata differenza tra i valori che si hanno per le deviazioni dell' elettrometro, a seconda che l' anodo si trova a destra od a sinistra del catodo.

Una spiegazione di questi ultimi fenomeni si ricava ammettendo che i raggi catodici partono dalle regioni delle superficie dei catodi, sulle quali arrivano le linee di corrente partenti dall' anodo, sotto l' azione della scarica elettrica.

Velocità dei raggi catodici.

Le esperienze e considerazioni che precedono ci istruiscono sopra alcune avvertenze, alle quali bisogna porre attenzione,

quando si voglia trar partito dalle cariche elettriche generate, per lo studio dei raggi catodici. Le ho dunque tenute presenti nelle seguenti ricerche.

Il tubo di scarica da me usato è indicato nella figura 2.

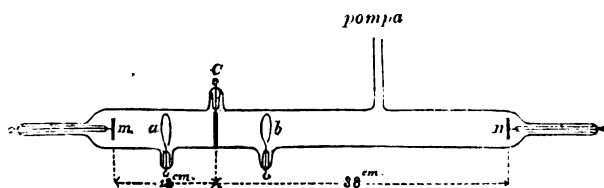



Fig. 2. 1 : 10 del vero.

Il catodo C è posto fra due anodi in forma di anello *a*, *b*. I due anodi sono equidistanti dal catodo; e questo, come si scorge dal disegno, non si trova sulla parte centrale del tubo, ma più vicino al lato di sinistra. Alle due estremità del tubo si trovano due elettrodi *m*, *n*, in forma di dischi, i quali vengono colpiti dai raggi catodici, emananti da C. Per quanto dissi poco fa se si vuole che dal disco C emanino dei raggi catodici, tanto a destra che a sinistra, occorre assolutamente adottare il ripiego di usare i due anodi *a* e *b* come è stato indicato. Giacchè essendo il disco C di diametro poco inferiore a quello del tubo, qualora venisse adoperato soltanto uno dei due anodi, la produzione dei raggi catodici verrebbe limitata al corrispondente lato del tubo di scarica.

Suppongasi ora di unire C col polo negativo di un rocchetto di induzione, e *a* e *b* col positivo; quando la rarefazione del tubo ha raggiunto il dovuto valore, i due dischi *m*, *n* vengono colpiti dai raggi catodici, e grazie alla loro superficie piuttosto grande, si elettrizzano fortemente. Ciò può constatarsi avvicinando un dito ad uno dei fili di platino comunicanti con *m* o con *n*; si vedrà allora, ad ogni interruzione del rocchetto, una scintilla smilza, lunga talvolta anche un centimetro. Tali scintille sono effettivamente dovute ai raggi catodici, giacchè quando questi vengono deviati con un potente magnete, esse si impiccoliscono e talvolta si annullano.

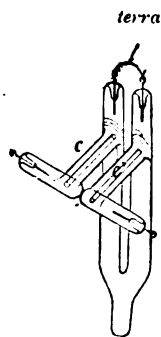
I due dischi *m n* si trovano a differente distanza dal catodo; e propriamente il tratto C*m* è più corto di 25 cm. del

tratto Cn. Ora è naturale ammettere che, se una scarica veramente istantanea traversa il tubo mediante gli elettrodi C, a e b, si abbiano due emissioni istantanee e contemporanee di raggi catodici alla destra e alla sinistra del catodo; e poichè i due fasci di raggi catodici, per arrivare ai due dischi m, n, debbono percorrere cammini di differente lunghezza, le scintille che si traggono da m ed n con dei conduttori posti in comunicazione col suolo o con delle capacità, avverranno in istanti di tempo diversi; e ciò dipendentemente dal fatto che la velocità dei raggi catodici qualunque essa sia, non può essere infinita. La conoscenza dell' intervallo di tempo compreso fra quei due istanti può quindi condurre alla determinazione della velocità dei raggi catodici.

Per studiare questo intervallo di tempo, mi sono servito del tubo rappresentato dalla figura 3, nel quale i tratti capillari c c' sono paralleli e vicini, e la luce che essi emettono può venire osservata secondo i loro assi. I due elettrodi laterali vanno collegati ai dischetti m ed n (fig. 2).

Fig. 3. 1 : 3 del vero.

Servendosi della disposizione accennata, il fenomeno luminoso che si osserva collo specchio girante nel tubo descritto è sempre multiplo, per ciascuna scarica del rocchetto. Ora sorge il dubbio se questa molteplicità sia dovuta ad una corrispondente molteplicità della scarica originaria che traversa il tubo principale, oppure provenga dallo speciale modo di caricarsi e di scaricarsi dei dischi m, n. A sciogliere questo dubbio basta esaminare direttamente con lo specchio girante la scarica del rocchetto, facendola traversare, oltre che per il tubo principale, anche per un corto spinterometro. Si osserva allora che le scintille che scoccano in questo, presentano esattamente gli stessi caratteri, osservati nei piccoli tubi sussidiari descritti. E poichè è chiaro che per l' attuale studio, il fatto di dover esaminare delle scariche multiple, anzichè semplici e ben distinte, implica una maggiore difficoltà di osservazione, così è naturale che io ab-

bia tentato di trovare una disposizione, che fosse priva dell'inconveniente accennato.

Lo spazio non mi consente di descrivere tutti i tentativi da me fatti; mi limito quindi a dire, della disposizione che sotto quel riguardo mi ha fornito i migliori risultati. Ho abbandonato l'uso del rocchetto di induzione sostituendovi una macchina di Holtz a 4 dischi. Essa è schematicamente indicata in H (fig. 4), ed è fornita dei soliti condensatori C.

Le armature interne di questi danno delle scintille in S, e la lunghezza di queste scintille può essere variata a volontà. Le esterne sono invece collegate con una resistenza

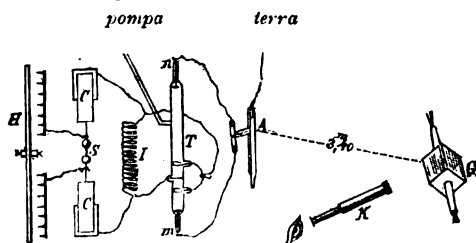



Fig. 4.

induttiva I, e col tubo principale di scarica descritto T. La resistenza I ha lo scopo di permettere facilmente, la formazione delle cariche dei condensatori C, e di evitare nello stesso tempo una continua e debole illuminazione del tubo T. Ad ogni scintilla in S corrisponde un' unica scarica in T, e il tubo ausiliario A, collegato con T come si è detto, ed esaminato con lo specchio girante G e con un cannocchiale, fornisce due unici punti luminosi, che, per qualunque velocità dello specchio, non si scompongono in altri. Lo specchio G è costituito da un cubo di 37 mm. di lato, di acciajo, a tutta tempera, portato a pulimento su quattro facce; ed è stato costruito dalla casa Koenig di Parigi. Esso è mosso da un motore elettrico, e può fare sino a 600 giri a minuto secondo. Ma per i risultati che ora riporto, è sufficiente che ne faccia solo 150 circa.

Si metta in moto la macchina di Holtz, e si regoli lo spinterometro S in guisa che in esso scocchino 4 o 5 scintille al minuto secondo. Ho dovuto convincermi che, con gli apparec-

chi da me usati e con la disposizione indicata, questa è la frequenza più adatta per delle buone misure. Una frequenza più grande genererebbe, in conseguenza delle cariche più piccole, un indebolimento nel fenomeno luminoso del tubo A, tale da renderne difficile l'osservazione; mentre una frequenza minore, avrebbe l'inconveniente di rendere meno probabile che l'immagine riflessa da una delle facce dello specchio G possa essere vista attraverso il cannocchiale K. Operando come si è detto, si osserva, guardando col cannocchiale K, l'immagine dei due punti luminosi di A, ogni 20 o 30 secondi.

Se lo specchio fa circa 150 giri a minuto secondo, le immagini dei due punti *m*, *n* del tubo A non si osservano più sulla stessa orizzontale e quella del punto *n*, è alquanto spostata rispetto all'altra, secondo il senso di rotazione dello specchio. Ciò indica evidentemente un ritardo del fenomeno luminoso che avviene in *n* su quello che avviene in *m*.

Le quantità di cui un punto luminoso è spostato rispetto all'altro è stata valutata a circa $2^{mm},5$. La conoscenza di questo valore e di altri elementi relativi all'apparecchio da me adoperato mi ha fatto concludere che la velocità dei raggi catodici nel tubo descritto è di circa 600,000 metri per minuto secondo.

Questo valore è notevolmente più grande di quello trovato da J. J. Thomson; ma è facile conciliare questa divergenza, tenendo conto delle seguenti considerazioni.

Osservando mediante lo specchio girante l'immagine dei due punti luminosi del tubo A (fig. 4), accade spesso di vedere che esse sono fornite di code luminose lunghe perfino 6 o 7 millimetri, quando lo specchio fa 140 giri a 1''. Queste code sono però, molto meno vivaci, in intensità luminosa, che non i punti stessi.

Ora è anche agevole osservare che la coda luminosa del punto *n* (disco più lontano dal catodo) è molto più lunga di quella di *m*; e questa alle volte manca affatto. Se dunque si considera il caso di una coda luminosa di 7 mm., si vede che il valore dello spostamento relativo dei due punti luminosi, può anche essere scelto di 10 mm. E allora la velocità *v* risulta eguale a 150,000 m., valore che è ancora più piccolo di

quello trovato da Thomson. È dunque da ritenersi che i raggi catodici che si ottengono nei tubi ordinari di scarica, sieno costituiti da raggi di velocità diversa; e che questa può variare tra i limiti abbastanza estesi di 100 e 600 km. a minuto secondo. Un' ultima osservazione può essere fatta.

Si faccia agire un magnete non troppo forte sopra il fascio di raggi catodici che investe il disco *n* (fig. 4); in guisa però che il tratto capillare del tubo A collegato con *n* non si spenga del tutto, e sia ancora abbastanza visibile. Si può allora osservare che l' immagine del punto luminoso *n* del tubo A, data dallo specchio in moto, non è più accompagnata dalla coda luminosa anzidetta. Questo fatto conferma una supposizione molto nota, che cioè i raggi catodici più deviabili sieno anche i meno veloci.

SULL' ORIENTAZIONE DI UN DISCO DI SELENITE IN UN CAMPO ELETTRICO UNIFORME,

del Prof. A. RIGHI.

(Largo sunto della Nota letta alla R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna nella Sessione del 30 Maggio 1897).

L'A. dopo aver accennato al fatto, che la relazione di Maxwell, la quale dà l' eguaglianza fra la costante dielettrica di una sostanza e il quadrato del suo indice di rifrazione, deve essere verificata, per ragioni di simmetria, nei dielettrici i quali appartengono al 2°, al 3° e al 4° sistema cristallino, fa notare che la verificazione sperimentale è indispensabile pei dielettrici appartenenti ai due ultimi sistemi cristallini.

Siccome la coincidenza fra gli assi di elasticità ottica e gli assi di polarizzazione elettrica (conseguenza della relazione di Maxwell) pare che si verifichi meglio, quando si determini le direzioni di questi ultimi mediante un campo elettrico rapidamente alternato, e le direzioni dei primi ricorrendo alle onde elettromagnetiche; l'A. si attiene a questo metodo, e studia precisamente la selenite (sistema monoclino), perchè in

questo caso speciale la determinazione degli assi, cui corrispondono i tre indici di rifrazione principale relativi ad onde elettromagnetiche, è già stata fatta. Egli a questo scopo cerca, se l'asse di polarizzazione elettrica, cui corrisponde la massima costante dielettrica principale, coincide come vuole la relazione di Maxwell, colla direzione della sfaldatura secondaria non fibrosa, la quale è precisamente la direzione cui corrisponde il massimo indice di rifrazione principale.

Un' esperienza analoga sulla selenite era già stata eseguita da Knoblauch, il quale aveva trovato che la relazione di Maxwell non era verificata.

Per le sue esperienze l'A. ha adoperato dei dischi di selenite di 2 c. di diametro, e grossi circa 2 millimetri.

Ogni dischetto veniva forato sul tornio, procedendo nello stesso modo che se si trattasse di forare, ben in centro ed in direzione esattamente normale, un disco metallico tornito.

In questo modo si ottenevano vari dischetti di selenite, ciascuno munito al centro di un forellino di circa un millimetro di diametro, il cui asse coincide coll' asse di figura del dischetto. Mercè questo foro è reso facile il sospenderli convenientemente.

A questo scopo si fa passare nel foro del dischetto A B (fig. 1) un filo di vetro C D conico in basso e ad asse perfettamente rettilineo, sul quale il dischetto resta fissato. L' estremità affilata superiore C è piegata ad uncino, ed entra in un piccolissimo gancio E fissato all' estremità inferiore del filo di sospensione. Questo è di quarzo, sottilissimo e lungo circa 22 c.

Fig. 1.

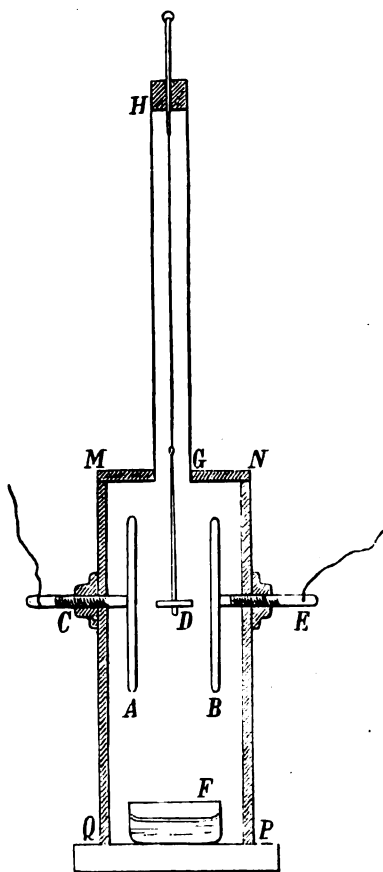
Per difenderlo dall' agitazione dell' aria il disco di selenite D ed il filo cui è sospeso (fig. 2) sono posti entro una scatola a pareti di vetro M N P Q che porta in alto un tubo G H, all' estremità superiore del quale è attaccato il filo di quarzo. Il dischetto mobile si trova fra due dischi verticali d' ottone A, B, paralleli fra loro, la cui distanza reciproca può variarsi a piacere mercè le viti

C, E, ma che d' ordinario furono tenuti a circa 2,5 c. di distanza. Questi due dischi hanno potenziali di segno contrario, e così generano il campo elettrico, sensibilmente uniforme, nel quale il dischetto di selenite resta immerso. L' aria interna alla scatola è poi mantenuta secca dall' acido solforico collocato entro un vasetto F.

Fig. 2.

Per rilevare comodamente l' orientazione del dischetto sospeso, si adoperava un cannocchiale, adatto per piccole distanze, disposto in modo conveniente.

Per dare ai dischi metallici le necessarie cariche alternative, l' A. ha adottato la nota disposizione sperimentale di Lecher. Siccome però, onde avere nel caso attuale effetti sicuri, occorre che i potenziali dei due dischi raggiungano valori piuttosto elevati, tali, per esempio, da ricavare da ciascuno di essi scintille di mezzo centimetro di lunghezza, allorchè si accosta la nocca del dito, così ha dovuto adottare dimensioni un poco superiori alle ordinarie per le varie parti dell' apparecchio.

Le quattro lastre metalliche, e cioè le due principali e le due secondarie, sono quadrate, ed hanno circa mezzo metro di lato. Le prime distano dalle seconde circa 4 c. e sono congiunte a due palle d' ottone di 4 c. di diametro, distanti fra loro circa 0,8 c. comunicanti colle estremità del filo indotto

di un rocchetto, che può dare scintille di un 15 c. nell' aria libera. I due fili di rame orizzontali, che partono dalle lastre secondarie, e vanno a terminare ai due dischi A, B, sono grossi poco più d' un millimetro, lunghi 9 metri e mezzo, e distanti l'uno dall' altro 26 c. Sui fili si può porre un solo ponte, oppure se ne possono mettere due, nel qual caso le dimensioni del circuito fra essi compreso fanno conoscere la lunghezza d' onda, che nelle esperienze è stata sempre di 14 a 15 metri, per cui il periodo, col quale si alterna il campo elettrico nel quale è sospeso il dischetto di selenite, è eguale all' unità divisa per più di 20 milioni.

Per trovare la posizione dei ponti si è fatto uso di un piccolo tubo di Geissler, i cui elettrodi si mettono provvisoriamente in comunicazione coi dischi della fig. 2.

Ecco ora qual' è stato il risultato ottenuto, eseguendo ripetutamente l' esperienza coi vari dischetti di selenite.

Nell' atto in cui si mette in azione il rocchetto, il dischetto sospeso si pone generalmente in rotazione, e dopo molte lente oscillazioni [1]) si arresta. Quando cessa il campo elettrico il dischetto ritorna oscillando all' orientazione iniziale.

Lo spostamento che subisce il dischetto per opera del campo elettrico è sempre tale, che la direzione della sfaldatura non fibrosa si accosta alla direzione delle linee di forza; ma resta in generale un certo angolo fra queste due direzioni. Però quest' angolo è tanto più piccolo, quanto minore è l' angolo che, prima dell' azione del campo, era compreso fra la detta sfaldatura e la perpendicolare ai due dischi metallici. Perciò è da ritenere che, se la sfaldatura non fibrosa non giunge a disporsi secondo le linee di forza, ciò si deve soltanto all' elasticità di torsione del filo di quarzo. Che così sia di fatto, risulta dalla circostanza, che quando si gira la sospensione in modo che il dischetto, prima che agisca il campo elettrico, abbia il diametro parallelo alla sfaldatura non fibrosa nella direzione delle linee di forza, esso resta immobile allorchè si crea il campo elettrico.

1) In media il dischetto sospeso impiega circa 130 secondi a compiere una oscillazione semplice per torsione.

In conclusione, entro i limiti di precisione che si possono pretendere dalla esperienza descritta, la direzione cui corrisponde la massima costante dielettrica principale, coincide colla direzione cui corrisponde il massimo indice di rifrazione principale, per le onde elettromagnetiche, e perciò la relazione di Maxwell resta verificata.

I. Bosi.

DESCRIZIONE DI UNA DISPOSIZIONE SPERIMENTALE ASSAI SEMPLICE PER LA MISURA DI SPOSTAMENTI RETTILINEI PICCOLISSIMI,

del Prof. A. RIGHI.

(Largo sunto della Nota letta alla R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna nella Sessione del 30 Maggio 1897).

La disposizione sperimentale per la misura di piccolissimi spostamenti rettilinei, che l' A. descrive è molto facile a realizzare, e permette di raggiungere tale sensibilità, da renderla forse preferibile ad ogni altro artificio ideato pel medesimo scopo.

Ecco in chè essenzialmente consiste. Si abbia una piccola leva CD (fig. 1), a due punti E, F della quale sono attaccati due sottili fili flessibilissimi fissati colla loro opposta estremità in A e B. Se il centro di gravità della leva si trova fra C ed E, i due fili saranno tesi, e le loro direzioni s' incontreranno sulla verticale del centro di gravità. Se ora si suppone che il punto A venga spostato leggermente verso B, la leva assumerà una nuova posizione di equilibrio inclinata sulla posizione primitiva; per cui si osserverà uno spostamento nell' imagine di una scala verticale riflessa da uno specchietto fissato alla leva. Trattandosi, per ipotesi, di uno spostamento assai piccolo del punto A, lo spostamento dell' imagine della scala sarà a quello sensibilmente proporzionale, ed il rapporto fra i due spostamenti, ossia la

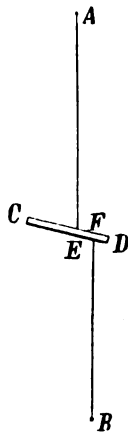



Fig. 1.

sensibilità del sistema, sarà tanto maggiore, quanto più vicini fra loro saranno i punti E ed F.

Per risparmiare la difficoltà di attaccare i fili in due punti vicinissimi della leva, si può usare una leva divisa in due parti, riunite e strette insieme con viti, e fra cui si faccia passare un filo unico, di modo che esso assuma una forma spezzata.

Ma questa disposizione presenterebbe un grave inconveniente. Infatti, ogni minima causa determinerebbe facilmente dei movimenti di rotazione intorno al filo, i quali renderebbero impossibili le letture. È facile però sopprimere questo inconveniente ricorrendo ad una sospensione bifilare. Con ciò l' apparecchio resta definitivamente costituito come mostrano le figure 2 e 3, disegnate in iscala circa doppia del vero.

Le due lastrine, fra le quali sono stretti i fili di sospensione, hanno la forma A C D B (fig. 2), e cioè constano di una

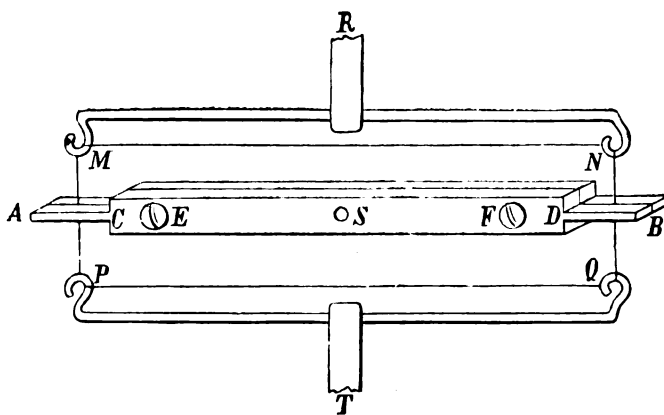



Fig. 2.

parte rettangolare C D larga circa tre millimetri, e di due appendici A C e D B larghe meno di mezzo millimetro. Due piccole viti E, F le mantengono strette assieme, mentre i fili di seta M P, N Q restano fra esse imprigionati, in corrispondenza alle porzioni di minor larghezza A C, D B. In S è fissata una cerniera che porta lo specchio; ma nè questo nè quella sono stati rappresentati nella fig. 2.

I fili M P, N Q non sono che la continuazione di un unico filo, teso a forma di rettangolo M N Q P su quattro uncini formati alle estremità di due fili rigidi orizzontali, fissati l'uno M N ad un pezzo metallico R e l'altro P Q ad un pezzo T. L'apparecchio serve a misurare le variazioni di distanza fra il pezzo T ed il pezzo R.

La fig. 3 rappresenta l'apparecchio visto di fianco nella direzione B A. In questa figura si vede lo specchio S, il quale, in virtù della piccola cerniera, cui è fissato, può sempre essere collocato verticalmente, come pure la vite V, che è fissata sulle lastrine, e sostiene una laminetta di mica X stretta fra due piccoli dadi. Questa lastrina s'immerge nell'olio di vasellina che riempie un piccolo recipiente Z, e serve a spegnere presto le oscillazioni.

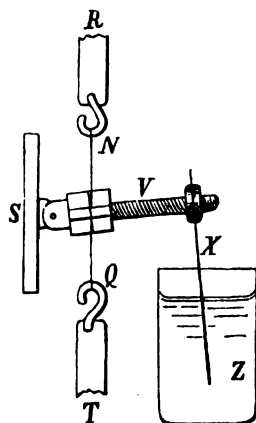



Fig. 3.

Il filo M N Q P è di seta sottile e robusta (formato da tre fili di bozzolo). I tratti M P ed N Q di esso sono brevissimi, e perciò le loro accidentali variazioni di lunghezza (per esempio dovute all'umidità) passano quasi inavvertite. Occorre però che il filo non scorra nei quattro ganci, e perciò basta fondere in M, N, P, Q un poco di cera lacca, dopo di chè si possono sopprimere, volendo, i tratti di filo M N, P Q. Le lastrine A B sono state costruite in alluminio.

La sensibilità dell'apparecchio si può render massima, sia facendo occupare la miglior posizione al centro di gravità spostando, a tentativi la laminetta X ed i due dadi che la stringono sulla vite V, sia variando la distanza fra R e T e quindi la tensione dei fili.

Per valutare la sensibilità serve la seguente disposizione: mentre R è connesso al corpo, del quale voglionsi misurare gli spostamenti o le variazioni di lunghezza, T è portato da un piccolo carretto metallico mobile fra due guide verticali, per opera di una vite micrometrica a testa graduata. Se, per

esempio, si sposta il pezzo T di un centesimo di millimetro, e con ciò si osserva nel campo del cannocchiale uno spostamento di 200 millimetri dell' imagine della scala, si può concludere che il detto rapporto è uguale a ventimila.

Tale è la massima sensibilità che l' A. ha raggiunta col solo apparecchio costruito, mentre la scala era posta a cinque metri dallo specchietto perfettamente piano.

I. Bosi.

SOPRA LA CONDUCIBILITÀ TERMICA DEI VAPORI ROSSI,

di G. MAGNANINI e G. MALAGNINI.

(Largo sunto della Nota contenuta nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 6°, 2° sem., serie 5, fasc. 1°).

Gli A. hanno studiato la conducibilità termica dei vapori rossi, determinando la velocità di riscaldamento di uno stesso bulbo termometrico immerso in differenti gaz, fra i quali l' ipoazotide, contenuti successivamente in uno stesso vaso di vetro munito di rubinetto. La massa gazosa, a pressione atmosferica, veniva portata ad una determinata temperatura (inferiore), immergendo l' apparecchio in un bagno agitato a temperatura costante (acqua od olio). Quando il termometro interno segnava la temperatura del bagno, si chiudeva il rubinetto e si passava rapidamente in un secondo bagno a temperatura più elevata notando le temperature ed i tempi.

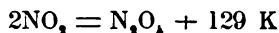
L' ipotesi di raffreddamento del Newton, secondo la quale la quantità di calore dw ceduta in un tempuscolo dt è proporzionale all' eccesso di temperatura dell' ambiente:

$$dw = k\,(\vartheta - \vartheta_0)\,dt$$

è applicabile in queste esperienze, tanto per rapporto alla conducibilità propria al vetro ed allo stilo termometrico, quanto per rapporto alla conducibilità vera del gaz. La convezione che si sottrae alla legge di Newton, è in prima approssimazione trascurabile.

Dalle esperienze eseguite sull' aria, acido carbonico, ossigeno, idrogeno, ed ipoazotide gli A. concludono, che l' aria,

l' acido carbonico, l' ossigeno, conducono, come si sapeva, notevolmente meno dell' idrogeno. Nella ipoazotide invece a temperatura bassa il *riscaldamento* avviene più rapidamente che per l' idrogeno, fra 70° — 100° più lentamente che per l' idrogeno ma più rapidamente che per l' aria, a temperature superiori (150° — 190°) più lentamente che per l' aria. Il fatto trova la sua spiegazione nella equazione termochimica:

$$2NO_2 = N_2O_4 + 129 \text{ K}$$

per la quale l' energia viene trasportata nell' interno della massa più fredda in parte sotto forma di calorie di dissociazione. Secondo la teoria cinetica le molecole calde dissociate vicino alla parete calda del recipiente, internandosi per il fatto dei loro movimenti, nella massa più fredda, si riuniscono con sviluppo di calore e questo trasporto di energia continua fino a che si ha equilibrio di temperatura. Per temperature elevate a cui non esistono molecole doppie dissociabili, l' ipoazotide conduce meno dell' aria.

Tenendo conto dei valori K ed a trovati del Winkelmann [1]) per l' idrogeno e per l' aria, si può calcolare dai risultati ottenuti fra 150° — 190° il valore della conducibilità termica assoluta della ipoazotide riferita a millimetri, milligrammi secondi, e gradi centesimali, per la temperatura di 150° a cui questo gaz è completamente dissociato. Si trova così il valore:

$$K_{150^\circ} = 0{,}0033.$$

A temperature inferiori i valori di K che si possono ottenere collo stesso calcolo sono assai superiori, ma non hanno naturalmente l' identico significato cinetico che ha K per i gaz non dissociabili.

I. Bosi.

---

1) Landolt e Börnstein. Phys. chem. Tabellen. pag. 374.

SULL'AZIONE SCARICATRICE DELL'ARIA CHE È STATA ATTRAVERSATA DAI RAGGI X.

di ADOLFO CAMPETTI.

(Largo sunto della Nota contenuta nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 6°, 2° sem. serie 5, fasc. 2°).

Si sa che l'aria può acquistare in vari modi la virtù di scaricare i conduttori carichi di elettricità, coi quali viene a contatto, sia perchè carica dei prodotti della combustione, sia per l'azione delle scintille ecc.

L'A. ha trovato opportuno di fare alcune esperienze di confronto tra l'azione dispersiva dei prodotti della combustione e dell'aria che ha subito l'azione dei raggi X, coll'intento di esaminare se si debba ritenere come probabile che la stessa modificazione nel gas abbia luogo nei due casi.

Le esperienze relative ai prodotti della combustione furono eseguite così: Un grosso tubo di vetro della lunghezza di circa 40 centimetri e di 10 centimetri di diametro, disposto verticalmente, avvolgeva nella sua parte inferiore la fiamma oscura di un becco Bunsen e si aveva così nel tubo una forte corrente ascendente di aria, che andava a battere contro una rete o una pallina metallica sospesa sopra il tubo.

Per istudiare l'azione dell'aria che è stata attraversata dai raggi X, si rinchiuse il tubo (un tubo *focus* di Geissler) in una cassa di piombo: nella parete della cassa di fronte alla superficie attiva del tubo era praticato un foro di circa 10 centimetri di diametro, nel quale era adattato un tamburo metallico colla parete rivolta al tubo formata di lastra di alluminio dello spessore di 0,33 millimetri circa. L'aria, spinta attraverso al tamburo con un mantice, subiva in esso l'azione dei raggi X e, scorrendo poi in un tubo di vetro della lunghezza di 20 centimetri circa disposto verticalmente, andava a battere contro la reticella metallica o altro conduttore posto sopra la bocca del tubo.

In tali condizioni si eseguirono le esperienze seguenti, in cui col nome di aria modificata si intende indifferentemente

l' aria contenente i prodotti della combustione, e l' aria che ha subìto l' azione dei raggi X. E (fig. 1) è un elettroscopio a foglie d' oro assai sensibile, P una pila secca di Zamboni di circa 1000 elementi.

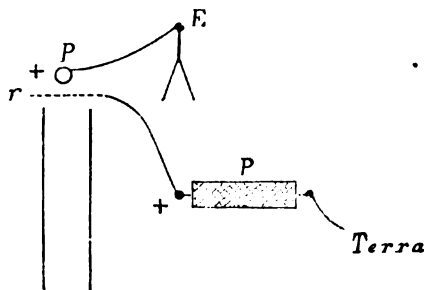



Fig. 1.

I. La rete r è in comunicazione col polo + della pila secca, di cui l' altro polo è a terra, la pallina p è stata pure caricata positivamente e allo stesso potenziale: l' aria modificata scarica solo in parte la pallina. Allo stesso modo si comporta l' elettricità negativa.

II. Se si pongono nella corrente d' aria modificata, una di seguito all' altra, due reti in comunicazione l' una col polo +, l' altra col polo — della pila secca, l' aria modificata che le ha attraversate ambedue scarica la pallina molto più lentamente dell' aria modificata che proviene direttamente dal tubo.

III. Se la pallina non è carica e la rete è caricata, l' aria modificata che ha attraversata la rete carica la pallina di elettricità dello stesso nome di quello della rete.

IV. Il fenomeno avviene anche se tra la rete carica e la pallina è posta una seconda rete, purchè isolata; non accade più, se questa seconda rete è in comunicazione col suolo.

V. Se l' aria modificata attraversa una sola rete posta a terra conserva la sua virtù scaricatrice.

VI. La pallina P (fig. 2) è in comunicazione col polo + della pila secca, di cui l' altro polo è in comunicazione col suolo: la rete è stata pure caricata positivamente e allo stesso

potenziale; l'aria modificata scarica solo parzialmente la pallina. Lo stesso accade per l'elettricità negativa.

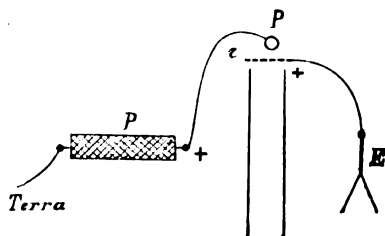



Fig. 2.

VII. La pallina è in comunicazione col polo + della pila secca, la rete è scarica ed è in comunicazione con l'elettroscopio: la corrente d'aria modificata carica la rete di elettricità pure positiva: se si scarica la rete, mettendola a terra per un istante, la corrente d'aria lo carica di nuovo e così di seguito.

Dall'insieme di queste esperienze all'A. sembra che si possa concludere con grande probabilità come i fenomeni detti di dispersione dell'aria modificata, sia per l'azione dei raggi X, sia per il fenomeno della combustione, dipendano da un notevole, per quanto temporaneo aumento della conducibilità elettrica del gas stesso.

I. Bosi.

SUL COEFFICIENTE DI TEMPERATURA DELLE SOLUZIONI DI SALI IN MESCOLANZE DI ALCOOL ED ETERE,

di CARLO CATTANEO.

(Largo sunto della Nota contenuta nei Rendiconti della R Accademia dei Lincei Vol. 6°, 2° sem. serie 5, fasc. 4°).

L'A., basandosi sul fatto da lui stesso segnalato, che *la conducibilità elettrica delle soluzioni saline eteree diminuisce col crescere della temperatura,* ossia presenta i caratteri della conducibilità metallica contrariamente alla legge generale, si accinse a preparare delle soluzioni di sali in me-

scolanze di alcool ed etere tali che la loro conducibilità fosse affatto indipendente dalla temperatura, almeno entro i limiti ordinari di temperatura da 0° a 25° entro cui si sogliono eseguire misure di resistenza.

Le misure di resistenza sono state eseguite col metodo di Kohlrausch, mediante l'uso del ponte di Wheatstone con correnti alternate e telefono.

Tanto le resistenze campioni, quanto quelle che si studiava erano state preparate con ogni cura. Il sale adoperato nella ricerca fu il cloruro ferrico, molto solubile nell'etere e nell'alcool; tutte le sostanze adoperate erano state espressamente preparate chimicamente pure ed anidre dalla ditta Merke. Le conducibilità elettriche c furono calcolate colla nota formula

$$c = \frac{C}{R}$$

ed i coefficienti a di temperatura coll'altra

$$a = \frac{C_t' - C_t}{C_t\,(t' - t)}$$

ove C rappresenta la capacità di resistenza del tubo contenente la soluzione da studiare, R la resistenza in Ohm della soluzione a t^0 oppure a t^0.

L'A. fece parecchie serie di esperienze nel modo seguente: preparava espressamente una soluzione eterea con un determinato peso di cloruro ferrico e ne studiava il coefficiente di temperatura, poi aggiungeva successivamente alcool in quantità conosciuta, cercando però di eseguire travasi e pesate in condizioni tali che fosse minima la quantità di solvente evaporata, quindi ad ogni volta ripeteva le misure di resistenza per determinare il valore di a.

Da queste esperienze egli ricava che è possibile avere una soluzione di coefficiente zero e che il punto a cui ciò si verifica non dipende soltanto dalle proporzioni relative dell'alcool e dell'etere, ma bensì anche dalla concentrazione per quanto riguarda il sale disciolto. I risultati finali delle varie serie presentano fra loro delle differenze; l'A. però dimostra con esperienze, che esse non possono dipendere che dal trovarsi, da una serie all'altra, il solvente in diverse condizioni per

quanto riguarda le traccie di vapor acqueo assorbito durante i travasi e le necessarie operazioni per le pesate.

L' influenza della concentrazione del sale disciolto sul coefficiente di temperatura, si può ricavare evidentemente dalla tabella seguente, dove A significa il peso di alcool su 100 di etere, S il peso di sale su 100 di solvente (mescolanza di alcool ed etere) *a* il coefficiente di temperatura.

A	S	*a*	A	S	*a*
66,5	0,968	+ 0,0005	66,5	1,019	0,0
66,5	2,727	+ 0,0031	66,5	4,500	+ 0,0019
77,3	0,164	+ 0,0006	74,8	0,284	— 0,0007
77,3	2,460	+ 0,0043	74,8	4,500	+ 0,0042
76,2	0,101	+ 0,0002	69,5	0,240	— 0,0023
76,2	2,500	+ 0,0035	69,5	2,300	+ 0,0009

In base a queste esperienze l' A. stima, che se uno sperimentatore in una data ricerca avesse bisogno di ricorrere a campioni di grandissima resistenza e di coefficiente di temperatura pressochè nullo, potrebbe ben riuscire nell' intento e con piccola perdita di tempo nel modo seguente : « preparerà una mescolanza di alcool ed etere più che sia possibile anidri con circa il 75 di alcool su 100 di etere, aggiungerà piccole tracce di cloruro ferrico (le soluzioni poco concentrate si conservano di resistenza invariabile molto più a lungo) ed a seconda del risultato ottenuto pel coefficiente di temperatura in una determinazione preliminare, potrà per tentativi ed in breve regolarsi coll' aggiunta di goccie di alcool o di etere, sino ad ottenere il punto neutro, cioè in cui avviene l' inversione del segno del coefficiente di temperatura: il numero delle goccie maggiore o minore dipenderà specialmente dalla qualità dell' alcool e dell' etere che lo sperimentatore avrà a disposizione; detta soluzione chiusa a buona tenuta nel tubo di resistenza, si manterrà invariata per parecchio tempo ».

Oltre che al cloruro ferrico, si potrebbe ricorrere al cloruro di oro, al cloruro di platino, al cloruro di mercurio ; è presumibile però che il punto neutro debba variare anche al variare del sale, e specialmente al variare del suo stato per quanto riguarda la maggiore o minor secchezza del sale stesso.

I. Bosi.

SULLA DOPPIA RIFRAZIONE ELETTRICA DEL LEGNO,

del Prof. D. MAZZOTTO.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei. Vol. 6°, 2° sem., serie 5, fasc. 3°).

L'A. si prefigge di determinare, per varie qualità di legno, i due indici principali di rifrazione elettrica corrispondenti a vibrazioni perpendicolari o parallele alle fibre.

L' apparecchio usato per le esperienze era quello stesso di Lecher con alcune modificazioni, fra cui due appendici aggiunte ai fili secondari. Nelle esperienze si fece sempre uso della vibrazione secondaria.

I blocchi di legno da studiare aveano la forma di parallelepipedo cogli spigoli più lungi disposti parallelamente e simmetricamente rispetto ai fili secondari, ed erano costituiti da tre parallelepipedi di egual lunghezza ed altezza, posti l' uno accanto all' altro e tenuti serrati da morse di legno. Il parallelepipedo centrale avea la larghezza di 6 cm., uguale cioè alla distanza dei fili secondari, e questi erano incastrati in una piccola scanalatura praticata lungo le facce laterali di esso. Due ponti rettilinei p_1 e p_2 mettevano in comunicazione i fili secondari all' entrata ed all' uscita del blocco di legno.

Col mezzo d' una funicella si facea scorrere un 3° ponte p_3 lungo il tratto di fili secondari uscenti dal legno, e fra esso ed il ponte p_2 era collocato l' esploratore, costituito da due corti fili metallici fissati sopra una tavoletta i quali, con una estremità, rivolta ad uncinetto, si aggrappano ai fili secondari e ripiegandosi poi orizzontalmente ad angolo retto terminano in due punte distanti circa un centimetro l' una dall' altra. Se,

nell' oscurità, si appressano a queste punte le estremità delle dita, si scorgono, se il sistema vibrante è prossimo alla risonanza, delle scintilline che presentano un massimo quando la risonanza è perfetta.

Una determinazione consisteva nel misurare la lunghezza, $\lambda|2$, della semionda nell' aria che corrisponde alla semionda $\lambda_1|2$ nel legno, limitata fra i ponti p_1 e p_2. Per far ciò, lasciati fissi i ponti p_1 p_2, si faceva scorrere il ponte p_3 finchè comparivano delle scintille all' esploratore, e si cercava la lunghezza da dare alle appendici, perchè queste scintille raggiunsero il massimo di intensità; si notavano allora le posizioni dei tre ponti e si allontanava ancora il ponte p_3 da p_2, finchè in una nuova posizione p_4 si aveva di nuovo un massimo scintillamento all' esploratore. Si aveva allora la risonanza fra le quattro semionde comprese fra l' eccitatore e le posizioni dei ponti. Dalle posizioni dei ponti, si determinano, fatte le debite correzioni, i valori $\lambda|2$ e $\lambda_1|2$ e da questi il valore dell' indice di rifrazione $n = \lambda|\lambda_1$.

Le correzioni consistono nel determinare la quantità costante δ, dovuta alla presenza dei ponti e dell' esploratore, da aggiungersi alla lunghezza p_2 p_3 per avere la lunghezza $\lambda|2$ nell' aria, e la quantità pure costante δ_1, dovuta alla presenza dei ponti terminali, da aggiungersi alla lunghezza p_1 p_2 per avere la lunghezza $\lambda_1|2$ nel legno.

Per meglio eliminare l' influenza degli errori di osservazione, le determinazioni di n si fecero in massima tre volte in condizioni differenti, cioè cambiando di volta in volta la posizione del blocco di legno lungo i fili secondari, così che fosse differente in ciascun caso la lunghezza delle appendici occorrenti per la risonanza.

Prima di applicare il metodo alle misure definitive, l' A. volle studiare esperimentalmente quale fosse l' estensione da darsi alla massa del legno attorno ai fili secondari, perchè i risultati fossero praticamente equivalenti a quelli che si avrebbero con una massa di legno estesa all' infinito.

Determinò perciò il valore n usando lamine di abete di spessore (nel senso verticale) man mano crescente. Dai risultati ottenuti si ricavò che l' indice di rifrazione riesce più basso del

vero usando lamine dello spessore di soli due centimetri, ma che già collo spessore di 4 cm. si ottengono valori poco differenti da quelli che si ottengono con lamine di 18 e 27 centimetri di spessore. Quindi lo spessore di circa 12 cm. che l'A. ha usato ordinariamente può ritenersi sufficiente.

Le esperienze furono fatte su parecchie qualità di legno. Le tre posizioni in cui erano disposte le fibre dei legni rispetto ai fili secondari sono:

1ª *Longitudinale:* quando le fibre erano parallele ai fili e quindi la propagazione seguiva parallelamente alle fibre e la vibrazione perpendicolarmente ad esse.

2ª *Trasversale a fibre orizzontali:* quando le fibre erano perpendicolari ai fili ma parallele al loro piano, e quindi la propagazione perpendicolare alle fibre e la vibrazione parallela ad esse.

3ª *Trasversale a fibre verticali:* quando le fibre erano perpendicolari al piano dei fili, e quindi tanto la propagazione che la vibrazione erano perpendicolari alle fibre.

I parallelepipedi di ciascuna qualità di legno erano tratti da uno stesso tavolone o travicello, ed erano di un sol pezzo quelli longitudinali e di più pezzi (da 3 a 5) insieme incollati, quelli trasversali. In molti casi (abete II, pero, pitch-pine, elce), i parallelepipedi erano stati composti colla stessa massa di legno, segata ed incollata in modi differenti in modo da dare alle fibre la direzione voluta, e ciò per togliere il dubbio che le differenze fossero dovute alle diversità che può offrire il legno in parti differenti di uno stesso ceppo.

Nella tabella seguente sono raccolte, caso per caso, le medie degli indici di rifrazione trovati, insieme ai valori dei pesi specifici dei rispettivi legni, determinati facendo il rapporto fra il peso dei parallelepipedi di ciascun legno ed il loro volume, calcolato geometricamente.

	INDICI DI RIFRAZIONE			Peso specifico
	Propagazione			
	longitudinale	trasversale		
		fibre verticali	fibre orizzontali	
Abete I	1,540	1,646	—	0,458
Abete II	1,596	1,679	1,730	0,463
Abete III	—	1,604	1,657	0,442
Abete IV	—	1,721	1,832	0,471
Media	1,568	1,663	1,739	0,458
Pino	—	1,590	1,635	0,441
Pioppo	1,585	1,624	—	0,567
Pitch-Pine	1,759	1,839	1,869	0,636
Pero	1,781	1,794	1,800	0,659
Noce	1,875	—	1,938	0,725
Olivo	2,054 (*a*)	1,993 (*b*)	—	*a*) 1,004 *b*) 0,958
Elce	2,244	2,252	2,236	1,238

Dalle presenti esperienze si possono trarre le conclusioni seguenti:

1ª L' indice di rifrazione elettrica varia notevolmente da una specie all' altra di legno e cresce colla densità entro i limiti 1,540 (abete: densità = 0,458) e 2,244 (elce: densità = 1,238).

2ª Nello stesso legno la vibrazione elettrica perpendicolare alle fibre si propaga più velocemente della vibrazione parallela alle fibre, quindi nel primo caso l' indice di rifrazione è minore che nel secondo.

3ª La differenza dei due indici è minore nei legni più densi e compatti che in quelli più leggeri.

I. Bosi.

LA RELAZIONE DI MAXWELL FRA LE COSTANTI ELETTRICHE DEL LEGNO D' ABETE,
del Prof. D. MAZZOTTO.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R Accademia dei Lincei.
Vol. 6°, 2° sem., serie 5, fasc. 4°).

Riferendosi alla sua Nota, quì sopra riportata, l'A. si propone di verificare, se la relazione di Maxwell, $n = \sqrt{K}$, che stabilisce l' eguaglianza fra l' indice di rifrazione di una sostanza e la radice quadrata della sua costante dielettrica, si avveri anche nel legno: determinò a questo scopo le due costanti dielettriche principali nel legno d' abete, come quello che dava una maggiore differenza negli indici di rifrazione.

Per determinare le costanti dielettriche colle oscillazioni rapide, impiegò lo stesso apparato di Lecher che gli avea servito alla determinazione degli indici di rifrazione, ed in cui erano tolti il blocco di legno e le appendici. Erano applicate invece alle estremità libere dei fili secondari (lunghi 6 metri) le armature di un condensatore circolare, le quali aveano un diametro di 8 cm. e poteano spostarsi parallelamente a se stesse in grazia di un movimento micrometrico agente sulle colonnette di vetro che le sostenevano.

I legni erano tagliati in lamine quadrate di 25 cm. di lato e di tre differenti grossezze (0,955; 1,85 e 2,60 cm.), per ciascuna delle quali si aveano due lastre: l' una, di un sol pezzo, colle fibre perpendicolari alla grossezza della lamina; l' altra di quattro pezzi incollati assieme, colle fibre parallele a detta grossezza.

Le lamine di legno venivano collocate ad una ad una fra le armature del condensatore in modo che queste cadessero sulla loro parte centrale.

La distanza delle armature era data dalla grossezza delle lamine interposte, accuratamente misurata in precedenza. L'esploratore si applicava direttamente alle armature del condensatore.

Le esperienze si eseguivano facendo scorrere il ponte mobile, lungo i fili paralleli a partire dal condensatore terminale, e determinando la posizione di esso quando l' esploratore dava scintille di massima intensità, cioè, quando si trovava nei nodi dei sistemi in risonanza. Per determinare quali di questi nodi fossero fra loro *corrispondenti*, cioè appartenenti ad uno stesso sistema nodale, si collocava un ponte fisso su uno dei nodi già determinati, ed i massimi di intensità all' esploratore si aveano in tal caso solo quando il ponte mobile passava sopra i nodi corrispondenti a quello munito del ponte fisso.

In queste esperienze si potea distinguere in generale tre sistemi nodali; l' uno avea lungo i fili secondari un unico nodo, distante dal condensatore di δ_1; un secondo avea due nodi, l' uno ad una distanza $\delta_2 < \delta_1$ del condensatore terminale e l' altro a piccola distanza dallo zero della scala; il terzo che avea tre nodi, l' uno ad una distanza $\delta_3 < \delta_2$ dal detto condensatore, l' altro assai prossimo alle lamine secondarie, ed il terzo, naturalmente, alla metà di distanza fra gli altri due. Ai valori di δ_1 corrispondevano lunghezze d' onda da 2200 a 2800 cm., a quelli di δ_2 lunghezze d' onda da 900 a 1100 cm. ed a quelli di δ_3 da 530 a 570 cm.

L' importante era di determinare esattamente le distanze δ_1 δ_2 δ_3; perciò si ripeteva parecchie volte la determinazione di ciascuna di esse prendendone le medie.

Per determinare la capacità del condensatore terminale che corrispondeva alle distanze così trovate, l' A. eseguì delle esperienze preliminari con un condensatore ad aria, le cui armature, parallele, poteano spostarsi micrometricamente, e determinò i valori che assumevano δ_1 δ_2 δ_3 per varie distanze delle armature. Calcolate, col mezzo delle formule Kirchhoff, le capacità corrispondenti a queste distanze, costrusse tre curve che rappresentavano, per ciascuno dei tre sistemi nodali, il valore della capacità finale in funzione delle distanze δ_1 δ_2 δ_3, e da queste deduceva i valori delle capacità corrispondenti alle distanze nodali δ_1 δ_2 δ_3 ottenute nelle singole determinazioni coi condensatori aventi il legno per dielettrico, essendo noto che ad eguali capacità finali corrispondono uguali posizioni dei nodi.

La costante dielettrica si ha dividendo ciascuna capacità così trovata per quella del condensatore stesso in cui al legno fosse sostituita l'aria, e questa si potea calcolare colla stessa formola Kirchhoff prendendo per distanza delle armature lo spessore della lastra di legno. All'atto pratico riuscì più comodo calcolare con detta formola una curva rappresentante detta capacità in funzione della distanza delle armature e da essa trarne i valori corrispondenti ai singoli casi.

Le esperienze furono eseguite tanto con lamine al grado di umidità naturale (quelle cioè che mantengono i legni lungamente esposti all'aria negli ambienti ordinari) quanto con lamine essiccate nella stufa ad aria calda a circa 100°. I legni d'abete perdevano con tale essiccazione, sufficientemente protratta, il 13 °/$_0$ del loro peso iniziale.

Oltre a queste determinazioni l'A. cercò anche, col metodo seguito nella Nota precedente, l'indice di rifrazione per l'abete parzialmente o completamente essiccato, per verificare se, in armonia colla regola di Maxwell, alla diminuzione della costante dielettrica per effetto della essiccazione ne corrispondesse un'altra analoga nel valore dell'indice di rifrazione.

Tutte queste esperienze portano l'A. a concludere che pel legno d'abete (e presumibilmente anche per gli altri legni):

1° Secondo quanto fa prevedere la relazione di Maxwell $n = \sqrt{K}$ ai due differenti valori degli indici principali di rifrazione del legno corrispondono due differenti costanti dielettriche, e le differenze fra i due valori di n nel senso perpendicolare e parallelo alle fibre coincidono sensibilmente colle differenze fra i corrispondenti valori di $\sqrt{K}$.

2° Coll'essiccazione del legno diminuiscono fortemente le due costanti dielettriche, e, in armonia colla relazione suddetta, diminuiscono pure gli indici di rifrazione; le differenze dei nuovi valori di n rimangono ancora uguali alle differenze dei rispettivi valori di $\sqrt{K}$, ma sono sensibilmente minori di quelle che si hanno coi legni allo stato naturale.

I. Bosi.

SULLE VARIAZIONI DI RESISTENZA PRODOTTE DALLA TRAZIONE NELL'ARGENTANA E NEL NICHEL CRUDO,

del Dott. M. CANTONE.

Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.
Vol. 6°, 1° sem., serie 5, fasc. 5°, Marzo 1897).

L'A. nota che il Tomlinson ha voluto trattare a fondo la questione sulle variazioni di resistenza dovute alla trazione, studiando il modo di variare della resistenza non solo col crescere del carico tensore, ma anche col sottoporre i corpi in esame ad azioni capaci di alterare l'assetto delle particelle, occupandosi fra l'altro degli effetti dell'allungamento permanente. Gli sembra però che questo lavoro difetti su talune modalità del fenomeno. Difatti non sappiamo se la costante di proporzionalità fra le variazioni di resistenza e gli allungamenti conservi, come quel fisico ha ammesso, il suo valore in tutte le fasi delle trazioni e delle detrazioni, operando con forze deformatrici estreme anche grandi.

È di questo che si occupa l'A. sperimentando con due fili di argentana.

Il metodo adottato per la misura delle variazioni di resistenza fu quello del ponte. Due lati contigui di esso erano costituiti da due rocchetti di argentana aventi ciascuno la resistenza di un ohm, e gli altri dal filo che si cimenta X e dal filo di paragone Y coi rispettivi pezzi di attacco A e B.

Nella diagonale che andava dall'origine comune di X ed Y al punto di concorso dei rocchetti di argentana, trovavasi un galvanometro Deprez-D'Arsonval, e nell'altra una coppia Bunsen usanta in modo da ottenere nei due fili la stessa corrente.

La disposizione per la misura degli allungamenti è la seguente: A due punti della regione terminale dei fili X ed Y, e presso a poco alla stessa altezza, erano saldate due striscette di ottone dalle quali venivano attaccate con del mastice due lastrine di vetro, l'una con graduazione in millimetri e l'al-

tra con un tratto di riferimento. Sul sistema, illuminato da una candela messa a grande distanza, si guardava con un cannocchiale munito di micrometro oculare, sicchè poteva aversi la misura dell' allungamento in frazione di millimetro e con un' approssimazione maggiore anche del necessario.

L' A. espone i risultati relativi ai due fili di argentana ricotti Ar_1 ed Ar_2. In queste esperienze il filo Y portava un peso tensore totale di kg. 2,800, ed X un carico costante di kg. 1,800, più un certo numero di pezzi di piombo di 200 gr. ciascuno che formavano il peso tensore variabile. Alla fine di ogni serie però questo peso veniva ridotto a 1000 gr., per ottenere che durante il riposo i fili X ed Y fossero sottoposti alla medesima tensione.

Le esperienze procedevano in modo che il filo seguiva quasi esattamente la legge di Hooke e le variazioni di resistenza erano proporzionali alle forze deformatrici. Ma aumentando il carico non sussiste più questa proporzione, ed invece sono fra loro proporzionali le letture sul micrometro oculare e sulla scala del galvanometro.

Volendo accertare sin dove questa legge fosse ammissibile l'A. ha costruito il diagramma relativo agli allungamenti e alle resistenze corrispondenti, ed ha trovato che i punti relativi al passaggio del peso da 0 a 3600 gr. e al passaggio inverso, non sono sulla stessa retta, ma sopra due archi a leggiera curvatura, dei quali quello che si riferisce ai carichi crescenti presenta la concavità all' asse delle deformazioni, e l' altro la convessità.

L'A. esamina poi l' influenza dei processi di deformazione sul modo con cui varia la resistenza ed ha trovato che nelle ricerche compiute col filo Ar_1, quando per la prima volta venne applicato il carico di 3600 gr., la deformazione riuscì tanto grande che fu obbligato a diminuire il peso tensore senza fare misure. Col filo Ar_2 per lo stesso carico di 3600 gr. l' aumento di lunghezza risultò sin dalla prima volta assai minore.

Dai risultati delle esperienze segue che le variazioni di resistenza dell' argentana sono proporzionali agli allungamenti, e che essendo

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta \varrho}{\varrho} + \frac{\Delta l}{l}(1 + 2\mu)$$

se è costante il coefficiente di Poisson μ, nelle varie fasi dei cicli compiuti esiste anche proporzionalità fra le variazioni di resistenza specifica e gli aumenti di lunghezza.

Per ciò che riguarda i valori delle differenze fra i successivi allungamenti e le corrispondenti resistenze ottenute operando entro limiti di deformazione molto ristretti, è da osservare che essi non si discostano molto da quelli cui pervenne il Tomlinson, e sono fra loro assai concordanti.

L'A. infine rende conto di uno studio intrapreso sul nichel crudo e mostra come i processi ciclici di deformazione influiscano sulle resistenze del metallo che presenta un comportamento anomalo riguardo al fenomeno in esame.

Le sue esperienze rivelarono l'anomalia, osservata dal Tomlinson, di esservi col crescere del carico tensore in principio una diminuzione di resistenza e poi un aumento, con questo di particolare che trovò per ciascuno dei tre campioni adoperati un minimo della resistenza per un peso di 1200 gr.; e per quanto riguarda la legge di variazione della resistenza al variare del peso, trovò nei tre casi un andamento conforme.

P. G. MELANI.

RIVISTA

Comptes Rendus, Maggio 1897.

DESLANDRES H. ***Nuova proprietà dei raggi catodici, la quale svela la loro composizione complessa*** **(pp. 945-949). — L'A. ha trovato che quando un raggio catodico è deviato da un corpo vicino, in generale si divide contemporaneamente in più raggi distinti che sono deviati in modo differente, per modo cioè che i raggi costituenti il raggio catodico primitivo sono separati. L'A. faceva cadere un raggio, isolato dalla sottile fenditura di uno schermo, sopra un filo metallico parallelo alla fenditura: quando esso era isolato si manifestava sull'anticatode l'ombra rettilinea semplice del filo; quando invece esso comunicava al suolo oppure col polo**

negativo, l'ombra rettilinea si divideva in più linee meno intense e differentemente deviate. La dispersione delle linee diminuisce quando il raggio si allontana dal filo, ed è massima quando il filo funge da catodo.

La separazione e la dispersione delle linee aumentano colla superficie del filo e colla differenza di potenziale fra il filo e l'anodo, per una stessa differenza di potenziale fra l'anodo ed il catodo.

EGOROFF N. e GEORGIEWSKI N. *Sulla polarizzazione parziale delle radiazioni emesse da alcune sorgenti luminose sotto l' influenza del campo magnetico* (pp. 949-951). — Continuando le esperienze esposte nella loro nota precedente, gli A. hanno trovato che il compensatore di Babinet mostra la polarizzazione parziale rettilinea delle radiazioni equatoriali e la polarizzazione ellittica di segno contrario delle radiazioni inclinate all' equatore del campo. La quantità relativa delle radiazioni equatoriali emesse dalla fiamma del sodio e polarizzate rettilineamente, varia coll' intensità del campo magnetico dell' apparecchio di Ruhmkorff adoperato, secondo una curva particolare.

BECQUEREL H. *Spiegazione di alcune esperienze di G. Le Bon* (pp. 984-988). — L'A. sostiene che le ultime esperienze eseguite dal Le Bon non sono dovute, come questi affermava al fatto che le superficie metalliche emettono dei raggi invisibili atti ad eccitare la fosforescenza, neppure sono dovute, come asserisce il Perrigot alla trasparenza dell' ebanite per la luce bianca, ma invece sono dovute alle radiazioni rosse dell' estremità meno rifrangibile dello spettro ed alle radiazioni infra-rosse, per le quali l' ebanite è molto trasparente.

AIGNAN A. *Sulla solubilità dei liquidi* (pp. 1013-1016).

DÉCOMBE L. *Sulla risonanza multipla* (pp. 1016-1019). — Mediante un dispositivo basato sul metodo di Bjerknes per lo studio delle oscillazioni elettriche l' A. ha trovato che invertendo le condizioni dello smorzamento del risonatore e dell' oscillatore la lunghezza dell' onda elettromagnetica da quest' ultimo emanata è indipendente dal risonatore adoperato. Questo resultato convalida la teoria Poincaré-Bjerknes della risonanza multipla.

MALTÉZOS C. *Sui raggi catodici ed alcuni fenomeni nei tubi a vuoto* (pp. 1084-1087). — L' A. ha usato un tubo periforme a elettrodi costituiti da dischetti di alluminio ortogonali. Toccando con un dito il tubo presso il disco catodico ha osservato la attrazione dei raggi catodici: allora il vetro sottoposto al dito diveniva maggiormente fosforescente ed il fascio catodico deviava verso la mano. Contemporaneamente sull' anello anticatodico luminoso la fosfore-

scenza diviene più energica verso il dito, la macchia centrale subisce una trasformazione come se fosse sottoposta ad una pressione che la converte da circolare ad ellittica ed infine la luce anodica violacea subisce una repulsione energica.

L'A. ha trovato che esiste nel tubo a vuoto della materia elettrizzata negativamente e che costituisce la luce anodica. Usando un tubo ad elettrodi di alluminio filiformi, essendo la lunghezza dell' uno doppia di quella dell' altro, l'A. ha notato che quando il filo maggiore serve come catodo, non si vede sulla parete una zona continua fosforescente, di altezza uguale alla lunghezza dell' elettrodo, ma delle bande parallele al filo, alternativamente brillanti ed oscure.

PERRIGOT. *Sulla trasparenza dell' ebanite* (pp. 1087-1088).

GOUY. *Sulla riflessione della luce mediante una superficie lunga e stretta* (pp. 1146). — L'A. rileva che il fatto costatato da Rubens e Nichols che una lamina d' argento lunga e stretta (6^{μ}) riflette dei raggi calorifici di grande lunghezza d' onda (24^{μ}) polarizzandoli perpendicolarmente alla lunghezza della lamina, fatto che è stato verificato anche colle ondulazioni elettriche, era già stato osservato dall'A. sino dal 1886 per le onde luminose.

MALTÉZOS C. *Sopra un sistema fosforescente antianodico e i raggi anodici* (pp. 1147-1148). — L'A. ha notato che usando un tubo a vuoto periforme allorquando l' intensità della corrente non è troppo forte, si manifesta nell' antianodo una macchia simile alla macchia catodica, ma meno luminosa, la quale consta di un circolo oscuro e di un anello brillante. Questa macchia diviene più chiara se si tocca il tubo colla mano. Se l' intensità della corrente è un po' forte, questo sistema antianodico viene a mancare: al posto della macchia nera centrale si ha una macchia fosforescente come nelle altre parti del tubo, ma il primo anello brillante del sistema antianodico è sostituito da un anello oscuro. Toccando il tubo nella parte più larga con un dito, la luce anticatodica vien respinta, ma al tempo stesso, sull' anello luminoso del sistema antianodico v' è concentrazione di fosforescenza in senso contrario al dito, cioè verso la luce anodica. Muovendo il dito sul tubo la concentrazione luminosa si muove pure sull'anello in senso contrario. Queste osservazioni ed altre consimili hanno condotto l'A. ad ammettere l' esistenza di *raggi anodici* che provocano la fosforescenza visibile ed invisibile del vetro, e che si diffondono o non raggiungono il vetro per molto tempo.

LE BON G. *Sulle proprietà di certe radiazioni dello spettro — Risposta alle obbiezioni del sig. Becquerel* (pp. 1148-1151). — L'A. replica che le azioni fotografiche da lui accertate non possono

esser dovute alle radiazioni rosse per le quali l' ebanite è notevolmente diatermana, poichè quelle azioni si verificano anche quando s' interponga un vetro verde, verificato allo spettroscopio, che assorbe le radiazioni suddette. Del resto le azioni fotografiche persistono anche interponendo una tela metallica, o sostituendo alla lamina d' ebanite un corpo opaco qualunque, come ad es. un foglio di carta nera od un foglio metallico, ovvero adoperando luce monocromatica.

L'A. aggiunge poi che il prof. De Heen, il quale ha riprodotto le sue esperienze, ha interpretato la *luce nera* come una specie particolare di elettricità.

E. CASTELLI.

Journal de Physique. Maggio 1897.

GASPARI E. *Orizzonte giroscopico nel vuoto, del contrammiraglio Fleuriais* (pp. 229-238). — È un apparecchio che serve a stabilire rigorosamente la direzione della verticale, sopra una nave in movimento, nella notte, quando sono visibili delle stelle senza che sia osservabile l' orizzonte.

POTIER A. *Capacità fra conduttori* (pp. 238-242). — L' A. stabilisce alcuni teoremi che permettono di conoscere la capacità di ogni conduttore isolato appartenente ad un sistema di cui due soli conduttori sono mantenuti, mediante una pila isolata ad una differenza di potenziale costante. Dipoi l'A. mostra come questi enunciati possono dedursi con evidenza modificando convenientemente le classiche equazioni di Maxwell, ponendo i potenziali sotto una forma che l' A. chiama *forma regolare*, nella quale i coefficienti delle cariche rappresentano le inverse delle capacità corrispondenti.

PETROVITCH M. *Sulla scarica dei conduttori a capacità, resistenza e coefficiente di selfinduzione variabili* (pp. 242-245). — Di questo lavoro, inserito nei Comptes rendus de l'Acad. des Sciences, fu già riferito in questo giornale [1]).

HOULLEVIGNE L. — *Studio sperimentale del ferro elettrolitico* (pp. 246-253). — Il ferro ottenuto per elettrolisi dai suoi sali in soluzione acquosa contiene dell' idrogeno e differisce nettamente dal ferro dolce; presentando la durezza dell' acciaio temperato ed una considerevole magnetizzazione permanente fu considerato dal Cailletet come un *acciaio d' idrogeno.* Le sue proprietà dipendono dalla composizione del bagno elettrolitico da cui proviene e

1) Nuovo Cimento (6), t. 6°, p. 154, 1897.

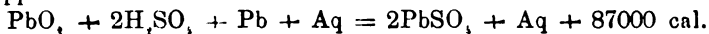
dalla intensità di corrente. L'A. ne ha studiato le proprietà fisiche e ne ha determinato le costanti di magnetizzazione col metodo delle oscillazioni in un campo conosciuto, prodotto da rocchetti percorsi da una corrente. Dalle curve rappresentative dei resultati da lui ottenuti, l'A. ha dedotto che il ferro elettrolitico tanto dal punto di vista della sua magnetizzazione totale che da quello della sua magnetizzazione permanente, si trova compreso fra l'acciaio dolce e l'acciaio temperato.

La magnetizzazione temporanea trasversale prodotta sopra un filo di ferro elettrolitico da un campo di 2,500 (C G S) non fa variare la sua resistenza elettrica di $\frac{1}{20000}$ del suo valore; all'opposto la magnetizzazione trasversale permanente produce una sensibile diminuzione di resistenza.

E. CASTELLI.

The Physical Review. Marzo-Aprile 1897.

MOORE B. E. *L'accumulatore a piombo* (pp. 343-374). — L'A. ammette che la reazione chimica che si ha negli accumulatori sia rappresentata da:

$$PbO_2 + 2H_2SO_4 + Pb + Aq = 2PbSO_4 + Aq + 87000 \text{ cal.}$$

La spiegazione dei fenomeni è cercata dall'A. colla teoria della dissociazione, e per il cambiamento dell'entropia del sistema egli trova un'espressione un po' complicata, dalla quale è difficile trarre delle conseguenze.

Nella parte sperimentale del lavoro sono determinate le curve di carica e di scarica d'un accumulatore, di già formato, per correnti che variano da 10 a 40 amp. L'A. fa osservare che l'accumulatore si scalda durante la carica e si raffredda nella scarica; cosicchè esso deve aumentare la sua f. e. m. con l'aumentare della temperatura.

NICHOLS E. L. e CLARK J. A. *Influenza di una carica statica di elettricità sulla tensione superficiale dell'acqua* (pp. 375-387). — Dalle esperienze eseguite gli A. traggono la conclusione che la tensione superficiale dell'acqua diminuisce quando le si comunica una carica elettrostatica. Per es. dal valore 72,5 per il potenziale zero, diviene 54.5 per il potenziale di 10000 volta. La legge della diminuzione è indipendente dalla natura della carica. Gli A. ritengono che anche gli altri liquidi dovranno presentare diminuzione analoga a quella che presenta l'acqua.

FRANKLIN W. S. *Sui concetti meccanici dell'elettricità e del magnetismo* (pp. 388-399). — Secondo l'A., che sviluppa un con-

cetto simile a quello del Lodge, l' etere sarebbe costituito da particelle di due specie, le une positive, negative le altre, ruotanti in sensi opposti attorno ad un asse parallelo alla forza magnetica nel punto considerato. Le particelle di segni opposti sarebbero riunite fra loro in modo, che facendo rotare una di esse, mentre l' altra resta immobile, si producesse una coppia proporzionale all' angolo di torsione. Le molecole omonime sarebbero fra loro indipendenti; ma in un campo elettrostatico quelle positive si sposterebbero nella direzione del campo, le negative in direzione opposta.

Con questi concetti l'A. dà delle spiegazioni dei principali fenomeni elettrici e magnetici, specialmente di quelli che presenta l' oscillatore di Hertz.

Barus C. *Su un possibile miglioramento dell' elettrometro idiostatico* (pp. 400-404). — All' elettrometro di Lord Kelvin l'A. ha dato una disposizione diversa, situando verticalmente i dischi affacciati, e sostenendo l' anello mobile, che è circondato dall' anello di guardia, ad una doppia sospensione bifilare. Quando il sistema si elettrizza, il piatto mobile è attratto finchè il suo peso, l' azione elettrica e la tensione della sospensione, non si fanno equilibrio.

Per ottenere la sensibilità massima il piatto mobile deve esser leggero più che è possibile; l'A. lo fa di mica argentata sulle due facce, e legge gli spostamenti col metodo del refrattometro di Michelson. Potendo valutare il decimo di una delle frange d' interferenza, si potrebbero misurare i centesimi di volta, se però le oscillazioni accidentali dell' apparecchio permettessero di raggiungere un tal limite.

Duff A. W. *Formola empirica per rappresentare la viscosità in funzione della temperatura* (pp. 404-410). — L' A. esamina le 7 formole proposte fin qui per rappresentare la variazione anzidetta della viscosità, ma nessuna dà resultati pienamente sodisfacenti. Egli ha osservato che costruendo la curva che rappresenta la subtangente di η in funzione di t, si ottiene in tutti i casi una parabola, convessa verso l' asse delle t, e che taglia quell' asse in punti reali per l' acqua e per altri liquidi di piccola viscosità, o immaginari per quelli nei quali la viscosità subisce rapide variazioni. Si ha così la formola:

$$-\eta \frac{d\eta}{dt} = a + b\,t + c\,t^2,$$

che nel 1° caso s' integra sotto la forma

$$\eta = c\left(\frac{t+\alpha}{t+\beta}\right)^n,$$

e nel secondo

$$\eta = C\, a^{-\frac{1}{\operatorname{tang} \alpha (t + \beta)}}.$$

Queste formole rappresentano molto bene i valori sperimentali.

MOLER G. S. *Motore sincrono per determinare la frequenza di una corrente alternante* (pp. 411-412). — È noto che la velocità di un motore sincrono dipende dalla frequenza delle correnti alternanti che lo mettono in moto. L'A. descrive uno di tali motori, dei più semplici, che porta un contatore elettrico della velocità.

WOOD R. W. *Esperienza di lezione per mostrare le orbite di un corpo che si muove sotto l' azione di una forza centrale* (pp. 413-414). — Al centro di un disco di vetro orizzontale, affumicato, sporge uno dei poli di un forte elettromagnete a nucleo diritto. Proiettando sul disco una sferetta d' acciaio (di quelle che servono pei velocipedi) e imprimendo alla sfera una velocità opportuna, si può ottenere che essa descriva un' iperbola, una parabola o un' ellisse, che resta tracciata sul disco. È però difficile aggiustare la velocità per ottenere una parabola od un' ellisse. Meglio delle sfere d' acciaio, che vengon respinte se hanno una magnetizzazione sensibile, si presterebbero sfere di ferro dolce.

COLE A. D. *L' indice di refrazione dell' acqua e dell' alcole per le onde elettriche* (p. 415). — È una replica ad alcune osservazioni mossegli dal Mohler relativamente ad una sua precedente Nota (cfr. *N. Cim.* (4), 5, pag. 162).

A. STEFANINI.

Wiedemann Annalen. Vol. 61, N. 5, 1897.

GORDON C. M. *Sulla misura della capacità di polarizzazione* (pp. 1-29). — Il metodo usato dall'A. è quello del ponte di Wheatstone con quattro resistenze prive di autoinduzione e due condensatori, nella forma proposta da Nernst; la corrente adoperata è alternante e per stabilire quando è verificata la condizione di equilibrio

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{w_1}{w_2} = \frac{w_3}{w_4}$$

serve un telefono. Soltanto però se le correnti adoperate hanno una densità piccolissima il telefono dà un buon minimo, perchè allora soltanto la polarizzazione degli elettrodi è un fenomeno

reversibile, e la forza contro elettromotrice sodisfa alla relazione del Kirchhoff $e = \frac{1}{c} \int i\,d\,t$.

La capacità degli elettrodi di mercurio dipende principalmente dalla quantità degli ioni che contengono disciolti; quella degli elettrodi di platino dipende tanto dall' idrogeno e dall' ossigeno occluso, quanto dalla concentrazione degli elettroliti. La resistenza trovata con questo metodo con gli elettrodi di platino platinato è giusta; quella ottenuta con elettrodi di platino pulito è maggiore del vero.

La capacità di polarizzazione fu trovata dall'A., contrariamente a quanto aveva stabilito il Wien (cfr. *N. Cim.* (4), 4, p. 185) indipendente dal numero delle alternazioni della corrente.

SEILER U. *Sulle oscillazioni durante la carica dei condensatori, e sul loro uso nella misura dell' autoinduzione di un sistema qualunque di conduttori* (pp. 30-54). — Per la durata d' oscillazione della corrente che carica un accumulatore l'A. stabilisce la stessa formola $T = 2\pi \sqrt{LC}$ che vale per la scarica; e dopo averne verificato sperimentalmente la validità per alcuni casi nei quali l' autoinduzione del circuito era calcolata col metodo di Maxwell dalla forma del rocchetto, l'A. si serve della medesima formola per dedurre il valore del coefficiente d' autoinduzione, quando sia conosciuta la capacità, misurando sperimentalmente il valore di T.

Il decremento logaritmico delle oscillazioni, dedotto dalle ampiezze di due oscillazioni consecutive, è molto superiore a quello che si calcola con la formola di Thomson nella quale s' introduca come resistenza la resistenza misurata per correnti continue; poichè quest' ultima è minore della resistenza reale durante la scarica; ne segue che, almeno qualitativamente, è ancora verificata la teoria di Thomson sulle scariche elettriche.

L'A. espone anche i resultati dello studio fatto sull' influenza che sulle oscillazioni ha una scintilla che sia inclusa nel circuito. Egli trova che solamente quando il circuito non contiene scintille, la curva di oscillazione è una pura sinusoide.

FROMME C. *Azione degli scotimenti e del riscaldamento sul magnetismo* (pp. 55-78). — Magnetizzando una sbarra di ferro con un rocchetto percorso da una debole corrente, e riducendo bruscamente o progressivamente la magnetizzazione o con urti, o con la torsione o la flessione, o con correnti inverse, o col riscaldamento, e poi rimagnetizzando le sbarre con una forza magnetizzante assai minore della precedente, ma sempre costante, l'A. ha trovato che la nuova magnetizzazione produce in gene-

rale un momento magnetico diverso a seconda del modo con il quale la sbarra era stata smagnetizzata.

LAMPA A. *Sull' indice di refrazione di alcune sostanze per vibrazioni elettriche di piccolissime lunghezze d' onda* (pp. 79-88). — L' indice di refrazione è stato misurato col metodo del prisma, e per lunghezze d' onda da 4 a 8 mm., prodotte con dei reticoli.

I corpi studiati furono la paraffina, l' ebanite, lo solfo, il benzolo, la glicerina, l' essenza di trementina, l' alcole assoluto e l' acqua. Eccettuati questi ultimi due, gli altri presentano una dispersione anormale fra i numeri di vibrazione 37510×10^6 e 75000×10^6 al sec.

VOLLER e WALTER. *Comunicazione su alcune ricerche coi raggi Röntgen* (pp. 88-105). — Con un tubo contenente potassa caustica nel quale si può far variare il grado di rarefazione scaldando la potassa per mezzo del calore svolto da una corrente elettrica, che percorre una spirale metallica che avvolge il tubo, gli A. trovarono che l' emissione dei raggi X diviene più intensa quanto più diminuisce lo svolgimento del calore entro il tubo.

Le sostanze solide son traversate dai raggi X tanto meglio, quanto maggiore è la rarefazione nel tubo ove si producono.

L' indice di refrazione dei raggi X pel diamante non differisce dall' unità che di una quantità inferiore a 0,0002; quindi la formola di Helmholtz per la dispersione assegnerebbe a tali raggi una lunghezza d' onda inferiore a $^1/_{60}$ di quella del raggio giallo.

Gli A. non poterono costatare alcuna deviazione dei raggi X coi magneti.

Quanto al potere diffusivo di varie sostanze, si ha una certa relazione coi gruppi del sistema periodico del Meyer.

WINKELMANN A. *Sui coefficienti di elasticità di diverse specie di vetro per diverse temperature* (pp. 105-141). — Le sbarre studiate, lunghe 10 cm. eran poggiate alle estremità su due coltelli, e la flessione era determinata da un peso applicato nel mezzo della sbarra. Per misurare la flessione l'A. fissò a ciascun' estremità della sbarra un prisma a riflessione totale, in modo che il raggio emergente fosse parallelo a quello incidente: così la deformazione della sbarra era indicata dallo spostamento del raggio emergente. Bisogna però premunirsi contro gli effetti dell' elasticità susseguente; perciò bisogna mantenere la carica per un tempo brevissimo.

La formola che rappresenta le variazioni dei coefficienti d'elasticità con la temperatura è

$$E_t = E_{20} [1 - \alpha (t - 20)^{\beta}]$$

ove α e β son costanti che dipendono dalla composizione del vetro.

L' aggiunta simultanea di grandi quantità di Na_2O e K_2O fa crescere la variazione di E.. con la temperatura; l' aggiunta dell' acido borico invece la fa diminuire.

GROSHANS J. A. *Sulle temperature corrispondenti ad uguali tensioni di vapore* (pp. 142-150). — L' A. ha calcolato per un grande numero di sostanze l' espressione $\frac{T\,B}{A}$, ove T è la temperatura di ebollizione, B il numero degli atomi che formano la molecola e A il peso molecolare della sostanza, ed ha trovato che si ha

$$\frac{T\,B}{A} = 27{,}801 \sqrt{x}$$

dove x è un numero intero o frazionario semplice, che per l'acqua è uguale a 5.

Se quindi si conosce la temperatura di ebollizione di un corpo ($c\ p\ s$) alla pressione p, e dell' acqua ($a\ q$) alla stessa pressione p, si vede che il valore di x per quel corpo sarà dato da

$$\sqrt{x} = \frac{T_p\,(cps)}{T_p\,(aq)}\,\frac{B}{A}\,\frac{18}{3}\sqrt{5}\ .$$

Queste relazioni, che valgono per i composti della formola $C_p\ H_q\ O_r$, sono però del tutto empiriche.

WIEN M. *Sulla reazione di un sistema risonante* (pp. 151-189). — Le equazioni differenziali per le vibrazioni elastiche son le stesse che per le vibrazioni elettriche, e si dovrebbe quindi aspettare che se due sistemi elastici sono fra loro uniti, ciascuno di essi dovesse avere due vibrazioni diverse. Questo problema, che non è trattato diffusamente da altri, nemmeno nella *Teoria del suono* del Rayleigh, è svolto con ampiezza dall' A.; ma non è possibile darne un breve sunto.

SKUTSCH R. *Sul moto di un filo teso, che è costretto a passar per due punti dati con velocità costante, e al quale s' imprimono, fra quei due punti, vibrazioni trasversali di piccola ampiezza* (pp. 190-195). — L'A. risolve il problema sopra indicato, con un metodo analogo a quello col quale fu risoluto dal D' Alembert il problema delle vibrazioni di un filo teso fra due punti.

VOLKMANN P. *Sulla necessità o non necessità dell' uso dell'atomistica nelle scienze naturali* (pp. 196-203). — A proposito della Nota del Boltzmann (*N. Cim.* (4), 6, 154), l' A. osserva che le scienze naturali si posson dividere in tre classi: nella prima

delle quali l' atomistica è affatto non essenziale, e quindi inutile; nella seconda è molto essenziale e perciò necessaria; nella terza resta dubbio se sia necessaria o no.

Così per es. mentre nell' attuale teoria dell' elasticità si può fare a meno dell' atomistica, per la spiegazione dell' elasticità susseguente sembra necessario ammettere la costituzione molecolare della materia.

JAUMANN G. *Regolatore senza robinetti, per le pompe automatiche a mercurio* (pp. 204-205). È descritto un tubo, più volte piegato, che applicato ad una pompa automatica può far risalire il mercurio fino all' orifizio d' efflusso, mediante l' aspirazione prodotta da una pompa a caduta d' acqua.

FRÖHLICH I. *Nota sul coefficiente di dilatazione termico del marmo bianco di Carrara* (pp. 206-207). — Come valor medio di quel ooefficiente l' A. trova 0,0000117 ± 0,00000025, e perciò con molta approssimazione 0,000012.

STADTHAGEN H. *Ricerche sulla dipendenza della variazione di lunghezza delle sbarre di legno per l' umidità e pel calore* (pp. 208-224). — A scopo geodetico l'A. si è proposto di determinare come varia la lunghezza dei regoli di legno con l' umidità e con la temperatura, e come si potrebbe diminuire l' influenza che su tali variazioni ha l' umidità.

Studiando regoli ordinari di abeto, puliti semplicemente con carta vetrata, o verniciati una o più volte con olio di lino, l' A. trova che un regolo di un metro varia di 0,01 mm. quando lo stato igrometrico dell' atmosfera varia dell' 1 per $^0|_0$.

Per determinare l' influenza della temperatura occorrono ulteriori osservazioni. Intanto l'A. raccomanda, per le operazioni di allivellamento, i regoli fatti con la lega ferro-nichel proposta dal Guillaume.

A. STEFANINI.

Philosophical Magaz. Vol. 43, Aprile e Maggio 1897.

RUTHERFORD E. *Sull' elettrizzazione dei gas esposti ai raggi Röntgen, e sull' assorbimento di quei raggi nei gas e nei vapori* (pp. 241-255). — Come fu già trovato dall' A. insieme con J. J. Thomson, l' aria si elettrizza pel passaggio dei raggi X, divenendo conduttrice della corrente di una pila (cfr. *N. Cim.* (4) 5, p. 485). Ora l'A., dirigendo i raggi X su un filo metallico, sporgente da un tubo di vetro nel centro di una cassa metallica riunita al suolo, ha osservato che quando quel filo è unito a uno dei poli di una batteria di piccoli accumulatori, di cui l' altro

polo è a terra, l'aria spinta entro la cassa anzidetta attraverso il tubo di vetro che contiene il filo si elettrizza di nome opposto alla carica che ha il filo. Per riconoscere la carica, l'aria si faceva arrivare entro una seconda cassa metallica riunita all'ago di un elettrometro. Interponendo fra la prima e la seconda cassa un tubo metallico, contenente un po' di lana di vetro, la carica non arrivava più all'elettrometro; la lana di vetro trattiene quindi tutta la carica, e si può sopprimere la seconda cassa, riunendo direttamente con l'elettrometro il tubo metallico contenente il vetro filato.

L'elettrizzazione dell'aria presenta un massimo per un potenziale del filo metallico di circa 70 volta.

Se il filo metallico esposto ai raggi X, e sul quale passa la corrente d'aria, è coperto con un isolante (per es. paraffina) il segno dell'elettrizzazione che prende l'aria dipende dal valore e dal segno della carica del filo.

L'A. descrive molte proprietà dell'aria Xata, fra le quali è notevole questa: che l'elettrizzazione positiva e quella negativa sono scaricate diversamente dai diversi metalli. I gas si elettrizzano passando anche entro tubi verniciati con paraffina o con altro isolante. E studiando diversi gas, e dalle dimensioni degli apparecchi e delle proporzioni degli ioni trasportati da quei gas, l'A. deduce che la velocità degli ioni è di circa 1 cm. al secondo per un gradiente di 1 volta per centimetro.

Per mezzo di una disposizione differenziale l'A. trova infine che l'assorbimento che i raggi X subiscono nei gas e nei vapori può esprimersi con l'esponenziale $e^{-\lambda l}$, essendo λ il coefficiente d'assorbimento ed l lo spessore del gas attraversato.

I valori di λ variano nello stesso senso di quelli della conduttività acquistata dai gas attraversati dai raggi X, come è mostrato dai valori seguenti:

	λ	conduttività		λ	cond.
Idrogeno	debole	0,5	Acido solforico	0,0025	4
Aria	0,001	1,—	Idrogeno solf.	0,0037	6
Ossigeno	0,001 circa	1,2	Acido cloridr.	0,0065	»
Azoto		0,9	Cloro	0,0095	18
Ossido di carbonio		0,8			
Acido carbonico		1,2			

I vapori di mercurio e di ioduro di metile, che lasciano passar la luce, sono molto opachi pei raggi X.

Poichè l'assorbimento dipende dallo spessore del gas attraversato, è chiaro che la scarica prodotta dai raggi X non può dipendere dalla polvere metallica che si stacchi dagli elettrodi.

J. J. Thomson fa osservare finalmente, che la connessione ottenuta dal Rutherford fra il coefficiente di assorbimento e la corrente saturante attraverso il gas permette di asserire che i raggi Röntgen assomigliano alla luce in quanto essa è della natura di un' onda o di un impulso elettromagnetico. Tali onde o impulsi posson ritenersi formati da gruppi di tubi di Faraday che si trasportano nello spazio. La dissociazione di una molecola, o la produzione di un ione positivo e di un ione negativo, sopprime un tubo da quel gruppo che forma i raggi X. Poichè le esperienze del Rutherford mostrano che la produzione di un ione corrisponde ad un indebolimento costante dei raggi di Röntgen, qualunque sia il gas da cui l' ione è ottenuto, così può dirsi che l' intensità dei raggi è proporzionale al numero dei tubi di Faraday.

Burch G. J. *Piano tangente per la misura delle lenti* (pp. 256-259). — Dalle dimensioni degli anelli di Newton ottenuti ponendo su una lente un sistema di due lastre di vetro facenti fra loro un angolo molto ottuso, può dare, come mostra l'A., il raggio di curvatura della lente.

Lord Rayleigh. *Sul passaggio delle onde attraverso delle fenditure praticate in schermi piani, e sui problemi analoghi* (pp. 259-273). — Esprimendo per mezzo del potenziale Φ della velocità le condizioni alle quali deve sodisfare l' equazione delle onde, l' A. riconduce il problema alla determinazione di una certa funzione, le cui proprietà son le stesse, in ogni caso, di quelle di un' altra funzione che si trova trattando altri problemi, d' elettricità o di movimento di un fluido incompressibile; e ciò lo conduce alla soluzione cercata.

Stoney G. J. *Discussione di un nuovo teorema sulla propagazione delle onde* (pp. 273-281). — L'A. dimostra il teorema cui già accennò in un fascicolo precedente (*N. Cim.* (4), 6, p. 310), che cioè ogni perturbazione dell' etere luminoso può esser considerato come la resultante di perturbazioni dovute ad onde piane indefinite. Poichè quella decomposizione può farsi in infiniti modi, si renderà il problema determinato tenendo conto, per es., del principio dell' azione minima.

Preston T. *Sull' estensione generale del teorema di Fourier* (pp. 281-285). — A proposito della Nota dello Stoney cui si riferisce il cenno precedente, anche l'A. dimostra che quel teorema sulla propagazione delle onde luminose si può considerare compreso nella generalizzazione del teorema di Fourier relativo alla rappresentazione di una funzione qualunque di più variabili.

Milner S. R. *Sulla variazione del coefficiente di dissociazione con la temperatura* (pp. 286-290). — Supponendo che lungo l' isoterma di un ciclo reversibile determinato, la concentrazione degli ioni in una soluzione vari per la diffusione dell' acqua a traverso una parete semipermeabile, e ammettendo che il lavoro effettuato sia la somma dei lavori effettuati dalle molecole non dissociate **c** e da quelle dissociate c', l'A. dimostra in modo assai semplice la relazione già ottenuta dal van' t Hoff

$$\frac{d\,(\lg K)}{d\,T} = \frac{Q}{R\,T^2},$$

nella quale K è la costante della nota equazione dell' equilibrio chimico

$$K\,c = c'^2$$

e le altre lettere hanno i significati che loro si attribuiscono nella teoria cinetica dei gas.

Milner S. R. *I calori di vaporizzazione dei liquidi* (pp. 291-305). — Ammettendo che le energie cinetiche medie di un liquido e del suo vapore sieno uguali, che lo strato superficiale di un liquido sia formato dalla sovrapposizione di strati infinitamente sottili, che il passaggio attraverso ad uno di questi strati corrisponda ad una variazione $d\,L_i$ dell' energia potenziale, e che il numero delle molecole che li attraversano in sensi opposti sieno uguali, l'A. trova

$$d\,L_i = \frac{R\,T}{J\,M}\,\frac{v\,d\,v}{(v-b)^2};$$

questa equazione, che si ottiene anche dalla equazione di Van der Waals ridotta alla forma $p\,(v-b) = \frac{R\,T}{M}$, si può integrare fra i limiti v e v', che rappresentano i volumi specifici del liquido e del vapor saturo, e si ha

$$L_i = \frac{R\,T}{M}\left(\lg_e \frac{v'-b}{v-b} + \frac{b}{v-b} - \frac{b}{v'-b}\right).$$

Wadsworth F. L. O. *Sul potere risolvente dei telescopi e degli spettroscopi per linee di larghezza finita.* (pp. 317-343). — L' A. tratta il problema analiticamente, e non è possibile dare un breve sunto di quanto esso espone.

Lord Rayleigh. *Sulla misura delle correnti alternate per mezzo di un ago galvanometrico obliquo, con un metodo per determinare lo spostamento di fase* (pp. 343-349). — L' A. rammenta

che dal 1868 aveva proposto di adoperare un ago inclinato sulla direzione delle correnti alternanti, principio che fu poi enunciato dal Bellati e attuato da Giltay.

Se un ago di ferro dolce è sospeso fra due rocchetti circolari, col centro sull'asse comune dei due cerchi, e fa un angolo di 45° con quell'asse, le correnti A cos *nt* e B cos $(nt - \varepsilon)$ che circolino nei due rocchetti producono delle coppie proporzionali ad A^2 o B^2 se agiscono separatamente, e ad $A^2 + B^2 + 2\,A\,B \cos\varepsilon$ se agiscono insieme. Si potrà così aver la misura delle intensità delle correnti, e della loro differenza di fase.

Se uno dei rocchetti è percorso dalla corrente principale e l'altro da una derivazione presa sul circuito principale, e se l'autoinduzione della derivazione è trascurabile, la differenza di fase è quella stessa che esiste nel circuito principale fra la differenza di potenziale e la corrente. Misurando, com'è detto sopra, questa differenza di fase, si avrà anche la misura della potenza assorbita, che è uguale al prodotto fra la differenza di potenziale, l'intensità della corrente e il coseno della loro differenza di fase.

Per eliminare il più possibile l'azione perturbatrice dell'induzione mutua fra i due rocchetti, giova tenerli lontani dall'ago.

Quando sia possibile, è assai meglio misurare le coppie di torsione che subisce l'ago, riconducendolo nella sua posizione di riposo con la torsione di un filo, come si pratica in alcuni elettrodinamometri.

TROWBRIDGE J. e RICHARDS T. W. *La temperatura e la resistenza ohmica dei gas durante la scarica elettrica oscillante* (pp. 349-367). — In un altro loro lavoro sugli spettri dell'argon (*N. Cim.* (4), 6, p. 308) gli A. notarono che lo spettro di un gas ottenuto con la scarica continua di un accumulatore è diverso da quello che si ha con la scarica oscillante di un condensatore, come se il gas presentasse una resistenza di alcuni milioni di ohm alla scarica continua e di poche centinaia di ohm a quella oscillante.

I tubi usati dagli A. erano del tipo Plücker, formati da due palloncini riuniti da un tubo capillare di 1,3 mm. e lungo 7 cm., e con elettrodi di alluminio.

Per poter misurare la resistenza opposta dal gas alla scarica gli A. immaginarono un nuovo metodo, che consiste nel determinare l'influenza che una resistenza nota, inclusa nel circuito di una scintilla che scocca fra punte di cadmio, esercita sullo smorzamento delle oscillazioni della scintilla stessa, fotografate mediante uno specchio ruotante disposto al modo delle esperienze del Feddersen. Il numero delle oscillazioni della scintilla dipende

dalla capacità del condensatore che si scarica e dalla resistenza del circuito. Per es. con una resistenza di 5 ohm si hanno 8 mezze oscillazioni per la scarica di un condensatore della capacità di 6000 unità elettrostatiche e 6 soltanto per una capacità uguale a 18000. Costruita una tavola, o una curva, che rappresenti la dipendenza anzidetta, è facile determinare la resistenza opposta da uno di quei tubi di Plücker alla scarica oscillante; e gli A. trovarono che tale resistenza è di circa 5 o 6 ohm solamente. La forma del tubo ha però notevole influenza sulla resistenza del gas che vi è contenuto e questa resistenza cresce al diminuire della quantità di elettricità che si scarica. Questi resultati son d'accordo con quelli del Thomson e del Jaumann.

Quanto al riscaldamento provocato dalla scarica, gli A. trovarono che nella scarica continua si scalda di più l'elettrodo negativo; con la scarica oscillante gli elettrodi non si scaldano, e il calore si svolge sopratutto nel tubo capillare.

Stoney G. J. *Su una supposta prova di un teorema del moto ondulatorio* (pp. 368-373). — Sono alcune osservazioni alla Nota del Preston (p. 380 del presente fascicolo) tendenti a stabilire che la dimostrazione data dal Preston vale solamente se tutte le quantità che si considerano nel teorema sono scalari; e che quindi essa non vale per i problemi di fisica che sotto certe restrizioni.

Appleyard R. Coherers *liquidi e conduttori mobili* (pp. 374-376). — Facendo passare una scarica entro un tubo di vetro contenente goccioline di mercurio o d'acqua, sospese nell'olio di vaselina, le particelle conduttrici tendono a riunirsi in globuli più grossi.

E ponendo due grosse goccie di mercurio nei canti opposti di una bacinella da fotografia, contenente acqua o olio di paraffina, se si scarica una batteria con due fili metallici che pescano in quelle goccie, le si vedono deformare (specialmente quella comunicante col polo negativo) inviando dei prolungamenti l'una verso l'altra. Adoperando un commutatore come trasmettitore, si potrebbe far servire questa disposizione come ricevitore telegrafico.

Richards T. W. e Trowbridge J. *Sull' effetto di correnti molto intense sulla conduttività degli elettroliti* (pp. 376-378). — Applicando alla misura della resistenza degli elettroliti il metodo indicato per i gas (*vedi sopra*), gli A. hanno potuto costatare che la resistenza loro non cambia pel passaggio di forti correnti. Le misure però riescono soltanto se la resistenza non supera 20 ohm. Nemmeno entra in conto la polarizzazione, perchè i resultati son rimasti gli stessi, sostituendo per una soluzione di solfato di rame, elettrodi di platino a quelli di rame. Queste forti scariche non

alterano la resistenza degli elettroliti probabilmente perchè, per la grande massa e pel notevole calore specifico, essi non si scaldano che pochissimo.

TROWBRIDGE J. *La conduttività elettrica dell' etere* (pp. 378-383). — Col metodo anzi detto di fotografare le oscillazioni di una scintilla, l' A. ha osservato che l' interposizione di un' altra scintilla nel circuito, e che si fa scoccare fra punte di metalli diversi e in gas diversi e a pressioni differenti, non fa cambiare sensibilmente la resistenza. — La resistenza di una scintilla che scoccasse nel vuoto rappresenterebbe dunque la resistenza dell'etere, e sarebbe assai piccola. Anche da esperienze fatte sui tubi di Crookes l'A. conclude che la maggior resistenza si trova al passaggio dagli elettrodi all' etere.

MORTON W. B. *Effetto della capacità sulle onde elettriche stazionarie nei fili* (pp. 383-391). — Le onde erano prodotte col metodo Blondlot, ed esplorate per mezzo del ponte metallico e del tubo a rarefazione. L' A. ponendo le armature di un condensatore alle estremità dei due fili, e un altro condensatore di capacità S_1 fra due nodi, trova la formola, verificata anche sperimentalmente:

$$\frac{\lambda}{2}\left\{\cot\frac{2\pi a}{\lambda}+\cot\frac{2\pi b}{\lambda}\right\}=\frac{\pi S_1}{S}=\text{costante}$$

essendo S la capacità del filo per unità di lunghezza, a e b le distanze del condensatore dai due nodi.

A. STEFANINI.

INDICE (*seguito*).

INDICE

Pagina

RIVISTA.

(E. CASTELLI) **Comptes Rendus.** Maggio 1897.

(E. CASTELLI). **Journal de Physique.** Maggio 1897.

(Segue l'indice nella pagina precedente).

SERIE IV. - Tomo VI. Dicembre 1897

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1897

Dei lavori inediti, pubblicati dal NUOVO CIMENTO, vengono date 50 copie gratis agli Autori.

Del « Nuovo Cimento » si pubblica ogni mese un fascicolo di **80** pagine.

Gli abbonamenti sono obbligatori per un anno e si intendono rinnovati, quando non siano disdetti entro il Dicembre. — ***Devono pagarsi anticipatamente.***

PREZZO DELL' ABBONAMENTO ANNUO.

In Italia . . . . **L. 15, 00**
All' Estero . . . . **„ 18, 00**

Per domande di abbonamenti, e per tutto quanto riguarda l'Amministrazione del Giornale rivolgersi all' amministratore *P. Salvioni, Tipografia Pieraccini* — Via del Monte, 12, Pisa.

Tutto quanto riguarda la parte scientifica del Giornale deve essere diretto alla « *Direzione del Nuovo Cimento* — PISA. »

INFLUENZA DELLA PRESSIONE SULL' INDICE DI RIFRAZIONE DEI GAS.

Ricerche di P. CARNAZZI [1]).

1). Lo studio degl' indici di rifrazione presenta un grande interesse, per le considerazioni teoriche e pratiche che ad esso si collegano. Infatti, è tra le più importanti caratteristiche di un corpo il valore della differenza $n^2 - 1$ *(la sua potenza rifrattiva)*, o piuttosto il valore della differenza $n - 1$ *(il suo potere rifrangente)*.

Ora, si ammette in generale che per un determinato corpo il potere rifrangente sia proporzionale alla sua densità (legge di Gladstone); o, in altre parole, che il rapporto $\frac{n-1}{d}$ sia una costante per un medesimo corpo, un gas per esempio, qualunque siano le circostanze in cui esso si trovi.

Per verificare l' esattezza di tale relazione, si prestano assai bene i gas, nei quali possiamo variare l' indice di rifrazione e la densità a temperatura costante, assoggettandoli successivamente a pressioni crescenti.

2). Tralasciando di parlare dei tentativi fatti dai membri dell'Accademia di Parigi e da quelli della Società Reale di Londra, le prime misure notevoli sulla rifrazione dei gas sono quelle eseguite da Biot e Arago [2]), i quali misero in attuazione un metodo indicato da Borda. Conclusero dai risultati delle loro esperienze, che: la potenza rifrattiva d' un medesimo gas è proporzionale alla densità.

Dulong [3]) riprese queste esperienze per confrontare le rifrazioni dei diversi gas. La preparazione e la purificazione

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica dell' Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Memoires scientifiques d'Arago, T. 2, p. 715. — Memoires de l' Instit. T. 8, p. 301.
3) Ann. de Chimie et de Physique, serie 2, T. 31, p. 154.

dei gas era un' operazione assai difficile all' epoca delle ricerche di Biot e Arago; i progressi della chimica permisero a Dulong di ottenere risultati più esatti dei suoi predecessori. Egli si servì d' un prisma, come quello di Borda, e ottenne numeri un po' differenti da quelli di Biot e Arago.

Verificò inoltre che le potenze rifrattive dei gas semplici hanno qualche rapporto colle loro densità. Paragonando poi i gas composti tra loro, non gli parve più di discernere nessuna relazione tra le loro densità e le loro potenze rifrattive.

In seguito Arago e Petit [1]) in un lavoro incompleto, poi Fizeau [2]) impiegarono il metodo delle interferenze. In tal modo Fizeau potè constatare l' ineguale rifrazione dell' aria secca e dell' aria umida. Jamin [3]) poi migliorò il metodo stesso delle interferenze, riuscendo ad allontanare a volontà i raggi, che devono interferire. Ma fra i risultati di questi sperimentatori non si trovano dati, che facciano fare un passo ulteriore al nostro problema.

Più ampiamente si occupò delle relazioni fra l' indice di rifrazione e la densità nei gas e nei vapori Mascart [4]). Egli si valse, per le sue determinazioni, delle striscie di Talbot.

In coteste esperienze arrivò a sottoporre i gas fino alla pressione di 7 atm. e trovò che: la costanza del rapporto $\frac{n-1}{d}$ per i gas si verifica in una maniera soddisfacente, fatta eccezione però d' alcuni gas e vapori, per i quali la rifrazione diminuisce più rapidamente del loro peso specifico, come per l' anidride carbonica e l' anidride solforosa.

Finalmente va citato il lavoro « sull' indice di rifrazione dei gas a pressioni elevate » di J. Chappuis e Ch. Rivière [5]). Essi usarono il metodo delle interferenze e sperimentarono su diversi gas fino alle pressioni di circa 20 atmosfere: credettero

1) Ann. de Chimie et de Physique, serie 2, T. 1, p. 6.

2) Ann. de l' Ecole Normale, ser. 2, T. 6°, Janvier. 1877.

3) Ann. de Chim. et de Phys., ser. 3, T. 49, p 282. — Comptes Rendus, T. 42, p. 482; e T. 45, p. 892.

4) Ann. de l'Ecole Normale, ser. 2, T, 6, p. 9. — Comptes Rendus, T. 86, p. 321.

5) Ann. de Chimie et de Physique, T. 14, p. 5. — Comptes Rendus, T. 96, pag. 699.

di poter concludere che la costanza del potere rifrangente si verifica in una maniera soddisfacente.

3). Dalle ricerche di cui ho dato relazione, risulta però che nessuno ancora ha studiato il potere rifrangente dei gas in condizioni da poter decidere se esso si mantenga o no proporzionale alla densità. Poichè, mentre di tutti gli sperimentatori precedenti al Mascart, nessuno fece misure a pressioni superiori all' atmosferica, lo stesso Mascart si spinse sino a circa 8 atm. e Chappuis e Rivière a circa 20 atm., e si può dubitare ancora, che le variazioni della legge della costanza del potere rifrangente fossero coperte dagli errori d' osservazione.

Mi sono proposto perciò d' estendere lo studio fino a pressioni molto più elevate.

Mi limito a sperimentare per ora su tre gas, le cui proprietà fisiche siano, a temperature ordinarie, più differenti che sia possibile; ho scelto perciò l' aria, l' anidride carbonica e l' idrogeno. Il primo ed il secondo appartengono al gruppo dei gas, che deviando dalla legge di Boyle, sono alla temperatura ordinaria più compressibili di quello che richieda la legge stessa; il terzo invece è meno compressibile di quello che la legge comporti.

Per la determinazione dell' indice di rifrazione, si presentavano due metodi: quello delle interferenze e quello della deviazione dei raggi attraverso un prisma. Avevo scelto il primo, perchè offre generalmente maggiore sensibilità, ma poi dovetti abbandonarlo per mancanza di alcune parti più importanti dell' apparecchio.

Adottai quindi il secondo, cercando, con perfezionamenti da me apportati, di dargli la sensibilità, che all' incirca possiede il metodo dell' interferenze.

Nel metodo della deviazione si suole misurare, mediante un cerchio ripetitore, la deviazione che subisce un raggio attraversando un prisma dapprima vuoto, di poi riempito successivamente dei singoli gas da esaminare.

Io invece ho misurato indirettamente le deviazioni ricevendo su d' uno stesso cannocchiale fisso, i raggi provenienti da punti diversi d' una scala.

4). L' apparecchio è così costituito (Vedi Tav. III). Una lampada A a petrolio, situata nel fuoco d' una lente biconvessa di 15 cm. di distanza focale, illumina una scala B divisa in quarti di millimetri e campionata, posta sopra un sostegno del banco di Duboscq. Il regolo del banco è diviso in millimetri e si possono apprezzare, mediante un nonio, facilmente su di esso i decimi di millimetro (a me bastavano i mezzi millimetri). Sopra un altro sostegno dello stesso banco e alla distanza dalla scala di 95 cm. è posta una lente G, la cui distanza focale è appunto di 95 cm. Questa lente ha l' ufficio di rendere paralleli i raggi provenienti dalla scala. La lettura fatta sul regolo serve a darci un cateto del triangolo rettangolo, da cui si deducono gli archi corrispondenti alle deviazioni, che subiscono i raggi luminosi nell' attraversare il prisma.

In linea retta colla scala e colla lente ho posto il prisma H, il quale, mediante i tubi *a*, *b* e *c* può mettersi rispettivamente in comunicazione colla pompa di compressione V, col manometro Z, colla pompa pneumatica S e col recipiente dove si produce il gas.

Dietro il prisma è situato uno schermo foderato di carta nera, che non permette il passaggio se non ai raggi uscenti dal prisma; i quali vengono finalmente ricevuti dal cannocchiale d' osservazione Q.

5). Farò una breve descrizione delle parti principali dell' apparato.

I. *Prisma*. — Il prisma è d' acciaio temperato, ed è munito di due finestre praticate nelle faccie, che formano l'angolo rifrangente; angolo che è uguale a 122°, 51', 40". Le lastre di vetro, che chiudono le finestre sono a faccie parallele e dello spessore di 1 cm.; esse sono accuratamente masticate in maniera da non permettere alcuna fuga al gas da esaminare.

Nella base del prisma è praticato un foro, nel quale è avvitato e saldato un tubo di rame *n*, che mette il prisma in comunicazione col recipiente cilindrico M, di ferro battuto, in cui si comprime il gas.

Il volume interno di questo cilindro è di circa 600 cm^3, mentre quello del prisma è di circa 6 cm^3, essendomi prefisso d'arrivare a circa 70 atm.

Il cilindro di ferro è posto sopra una forte tavola di noce provvista di tre viti calanti, che servono a disporre la base del prisma perfettamente orizzontale.

Lo spigolo del prisma è smussato da un piano approssimativamente perpendicolare al piano bisettore dell'angolo rifrangente, e su questo piano è masticata una lastra di vetro a faccie piane e parallele, che, coll'aiuto delle viti calanti e di una livella, si dispone orizzontalmente, e quindi parallela all'asse del cannocchiale.

Avendo misurato col goniometro a riflessione l'angolo che questa lastra fa con la parete del prisma da cui esce il raggio, posso adunque conoscere il complemento dell'angolo di emergenza.

Dalla base del cilindro M parte il tubo *a* di rame, piegato tre volte ad angolo retto, che mette in comunicazione il cilindro stesso colla pompa di compressione V.

II. *Pompa di compressione.* — È una pompa di Pouillet, nella cui base superiore ho praticato un apposito foro *g*, chiuso perfettamente da una vite, che serve per introdurre, nella pompa stessa, nuova quantità d'olio, quando si vuol salire alle pressioni più elevate.

Il tubo *a* è munito di due rubinetti a pressione X e Y, con guarnizioni di piombo. X, che si trova a metà del tubo *a*, è un rubinetto a tre vie, e serve per mettere in comunicazione, quando occorra, il cilindro di ferro M colla pompa pneumatica S, o col manometro Z. Al tubo *b* viene poi sostituito, nel momento opportuno, un terzo tubo (non disegnato nella figura), il quale conduce all'apparecchio di produzione e purificazione del gas da studiare.

Il secondo rubinetto Y è applicato al gomito inferiore del tubo, prima d'arrivare alla pompa V; esso ha l'ufficio d'isolare perfettamente il corpo di pompa dall'apparecchio, quando si fa il vuoto, o quando si deve sostituire dell'altro olio. Dai

disegni qui uniti si vede la costruzione interna di questi rubinetti (fig. 1 e 2).

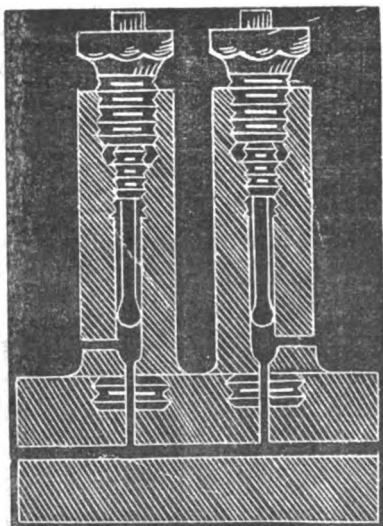



Fig. 1.

Fig. 2.

III. *Manometri*. — Per misurare le variazioni di pressione mi son servito di tre manometri ad aria compressa, costruiti, per suoi lavori speciali, in questo Istituto dal Dott. Federico, e tarati da me.

Il primo è un manometro ordinario ad aria compressa; l'aria però è stata prima disseccata con cura. Il suo serbatoio è in comunicazione, per mezzo dei tubi *b* ed *a* di rame, coll'apparecchio di compressione.

Gli altri due manometri sono pur essi ad aria compressa; però in ciascuno il tubo si allarga all'estremità inferiore in una sfera di vetro, aperta, di volume conosciuto, affinchè possano riuscire sensibili a pressioni elevate.

Ne ho fatto la graduazione, servendomi della seguente formola di Regnault, per tener conto delle deviazioni dell'aria dalla legge di Boyle:

$$\frac{P\,V}{P_0\,V_0} = 1 - A\left(\frac{V_0}{V} - 1\right) + B\left(\frac{V_0}{V} - 1\right)^2 \dots\dots$$

dove A e B sono due costanti note per l'aria.

IV. *Cannocchiale e scala.* — La scala B è situata, come dissi, sul banco di Duboscq, precisamente nel piano focale della lente C. È divisa in quarti di millimetro; e il cannocchiale Q d' osservazione lascia apprezzarne con tutta esattezza le mezze divisioni; posso leggere, cioè, l' ottavo di millimetro, il che porta un alto grado di precisione ne' miei calcoli.

Il cannocchiale inoltre è provvisto d' una livella a bolla d' aria accuratamente rettificata.

6). *Procedimento delle determinazioni.* — Si dispone anzitutto perfettamente orizzontale l' asse del cannocchiale; così si ottiene facilmente, per la disposizione speciale del mio apparecchio, l' angolo che fa il raggio emergente, raccolto dall' obiettivo, colla normale alla faccia del prisma.

Ora, i raggi che partono da un punto della scala, attraversando la lente C e il prisma H, arrivano all' obiettivo del cannocchiale Q. Si osserva la divisione della scala che coincide col filo verticale del reticolo.

Siccome le lastre di vetro, che costituiscono le pareti del prisma sono a faccie piane e parallele, alla pressione ordinaria i raggi non subiranno alcuna deviazione attraversando il prisma; ma la subiranno invece cangiando la pressione. Ossia, alle varie pressioni, coincideranno col filo del reticolo del cannocchiale, divisioni diverse della scala. Misurando dunque lo spostamento del reticolo sulla scala medesima, e la distanza B C, posso calcolare subito l' angolo di deviazione.

Da questa deviazione, mediante i calcoli, che passo ad esporre ottengo l' indice di rifrazione n.

7). *Calcolo dell' indice di rifrazione.* — La formula generale, che dà la deviazione di un raggio attraverso il prisma, è:

$$\delta = i + i' - \alpha \tag{1}$$

essendo i ed i' i due angoli d' incidenza e d' emergenza, ed α l' angolo rifrangente del prisma. Inoltre, chiamando r, r' gli angoli che fa il raggio interno colle normali alla prima e alla seconda faccia si ha:

$$r' = \alpha - r\,; \qquad \text{sen } i' = n \text{ sen } (\alpha - r);$$

da cui

$$\text{(2)} \qquad \operatorname{sen} i' = \operatorname{sen} \alpha \sqrt{n^2 - \operatorname{sen}^2 i} - \cos \alpha \operatorname{sen} i$$

Ora, nella (1) α è dato dalle misure eseguite preventivamente; i' è pur noto; essendo noto l'angolo formato dalla lastra con quella faccia del prisma che guarda il cannocchiale, ed essendo livellati la lastra e l'asse del cannocchiale; δ si ottiene dalle misure, quindi la (1) si può risolvere rispetto ad i.

Sostituendo questi valori di i e i' nell'equazione (2) si può calcolare n.

Ma questa (2) è di uso incomodo, non essendo la sua forma conveniente al calcolo coi logaritmi. Quindi io pensai di trasformarla in modo, che si prestasse con facilità al calcolo.

La (2) si può scrivere:

$$\frac{\operatorname{sen} i' + \cos \alpha \operatorname{sen} i}{\operatorname{sen} \alpha} = \sqrt{n^2 - \operatorname{sen}^2 i}\,,$$

oppure,

$$\frac{(\operatorname{sen} i' + \cos \alpha \operatorname{sen} i)^2 + \operatorname{sen}^2 \alpha \operatorname{sen}^2 i}{\operatorname{sen}^2 \alpha} = n^2 .$$

Aggiungo e tolgo al numeratore del primo membro dell'ultima equazione $2 \operatorname{sen} i \operatorname{sen} i'$ ed ho:

$$\frac{\operatorname{sen}^2 i' - 2 \operatorname{sen} i \operatorname{sen} i' + \operatorname{sen}^2 i + 2 \operatorname{sen} i \operatorname{sen} i' (1 + \cos \alpha)}{\operatorname{sen}^2 \alpha} = n^2 ;$$

oppure:

$$\frac{(\operatorname{sen} i - \operatorname{sen} i')^2 + 4 \cos^2 \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} i \operatorname{sen} i'}{\operatorname{sen}^2 \alpha} = n^2$$

$$\frac{4 \operatorname{sen}^2 \frac{i-i'}{2} \cos^2 \frac{i+i'}{2} \left(\cos^2 \frac{\alpha}{2} + \operatorname{sen}^2 \frac{\alpha}{2}\right) + 4 \cos^2 \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{sen}^2 \frac{i+i'}{2} \cos^2 \frac{i-i}{2} - \operatorname{sen}^2 \frac{i-i'}{2} \cos^2 \frac{i+i'}{2}\right)}{\operatorname{sen}^2 \alpha} = n^2$$

ed essendo $\operatorname{sen}^2 \alpha = 4 \operatorname{sen}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \frac{\alpha}{2}$, divido, dopo la sostituzione di tale valore a $\operatorname{sen}^2 \alpha$, numeratore e denominatore per $4 \cos^2 \frac{\alpha}{2}$ ed ottengo:

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \frac{i+i'}{2} \cos^2 \frac{i-i'}{2} + \operatorname{sen}^2 \frac{i-i'}{2} \cos^2 \frac{i+i'}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2}}{\operatorname{sen}^2 \frac{\alpha}{2}} = n^2 ,$$

e infine

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \frac{i+i'}{2} \cos^2 \frac{i-i'}{2}}{\operatorname{sen}^2 \frac{\alpha}{2}} \left(1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{i-i'}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2}}{\operatorname{tg}^2 \frac{i+i'}{2}} \right) = n^2 , \tag{3}$$

forma adatta al calcolo coi logaritmi.

Riassumendo: dall' equazione (1) ho i, essendo noti i', α e δ; i' ed α li ho misurati prima di fare l' esperienze e ho trovato $i' = 61^\circ 50'$; $\alpha = 122^\circ, 51', 40''$. Ricavato quindi i dalla (1) lo sostituisco nella (3) ed ottengo n.

8). *Influenza della temperatura.* — Era difficile mantenere internamente al prisma un termometro, sia perchè avrebbe impedito di vedere la scala, sia anche per la difficoltà di masticarlo senza pericolo di rotture.

Quindi praticai all' uopo nella parte laterale del prisma un apposito canale, entro cui il termometro veniva tenuto sospeso da un tappo, che chiudeva la bocca del canale stesso.

Trovandosi così il termometro in una stretta camera ad aria, le cui pareti d' acciaio comunicano col gas compresso, acquista, dopo poco tempo, la stessa temperatura del gas.

Il termometro a piccolo bulbo, era assai pronto e diviso in $^1/_{10}$ di grado.

Io avevo cura d' esercitare lentamente la pressione sul gas, e di fare le mie osservazioni almeno dieci minuti dopo aver raggiunta la pressione voluta. Questo tempo era sufficiente, perchè il termometro acquistasse la temperatura del gas da esaminare.

Risulta dalle mie esperienze che le variazioni di temperatura dovute alla compressione, se non sono nulle, certamente sono così piccole, che non hanno nessuna influenza sull' indice di rifrazione e se io volessi introdurle nei miei calcoli, servirebbero solo a complicarli maggiormente.

Però se non ho preso in considerazione le piccolissime variazioni di temperatura subite dal gas per la compressione, ho tenuto conto della temperatura iniziale e della finale a cui facevo le mie esperienze, cioè, assumevo la media di queste due, come temperatura delle determinazioni.

Risultati delle esperienze.

9). Come ho detto sopra, ho limitato per ora il mio studio ai tre gas: aria, idrogeno e anidride carbonica. Per ciascun gas ho eseguito più serie di esperienze.

I risultati sono riferiti nelle tabelle che seguono.

L'ultima colonna contiene i valori, $n_0 - 1$, dei poteri rifrangenti ridotti alla temperatura media e alla pressione della prima esperienza. Per fare questa riduzione mi sono servito della formula

$$\frac{n_0 - 1}{\delta_0} = \frac{n - 1}{\delta_H}$$

essendo δ_0 la densità del gas in esame nelle condizioni della prima esperienza e δ_H la densità dello stesso gas nelle condizioni spettanti alle successive esperienze. Nel calcolo del valore di δ_H ho tenuto conto della deviazione di ciascun singolo gas dalla legge di Boyle, facendo uso delle tavole del Landolt costruite sui dati di Amagat.

Se la legge di Gladstone: $\frac{n - 1}{d} = \text{cost.}$, è esatta, i valori di $n_0 - 1$ dovranno essere uguali per un medesimo gas, dentro i limiti degli errori d'osservazione.

Aria. — Per essiccare l'aria la facevo passare attraverso due serie di tubi che contenevano rispettivamente cloruro di calcio e acido solforico puro.

Nell'apparecchio, prima di lasciarvi entrare l'aria asciutta, veniva fatto il vuoto; si ripeteva dipoi per parecchie volte la rarefazione, riempiendo nuovamente con aria asciutta.

Serie I. — Esperienza I.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperatura media 13°,2.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,12510	—	—	—	—
1409,56	0,22805	1,875	6'.47"	0,58734	0,30867
2384,23	0,38736	3,25	11.46	0,93606	0,30309
5496,65	0,89302	7,875	28.30	2,2392	0,31368
8741,81	1,30388	11,75	42.31	3,3596	0,32239
12455,52	2,0236	18,675	1°. 7.34	5,309	0,3282
14341,25	2,3299	21,75	1. 18.42	6,1635	0,33094
23065,35	3,7472	36,675	2. 12.39	10,371	0,34624

Esperienza II.

Pressione atmosferica 769,8 mm. Temperatura media 12°,1.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
769,8	0,128981	7	—	—	—
5264,74	0,858058	7,25	26'.14"	2,0835	0,31318
7631,57	1,28661	11,125	40.51	3,1763	0,31842
10527,79	1,71573	15,25	55.11	4,348	0,32687
14536,90	2,3692	21,75	1°.18.42	6,1635	0,33554
37627,82	6,067	58,125	3. 30. 4	16,977	0,36092

Esperienza III.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperatura media 12°,8.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,12875	—	—	—	—
1685,07	0,27434	2,185	7.54"	0,63844	0,29962
5019,55	0,81723	6,875	24.53	2,0117	0,31693
6850,15	1,27274	10,875	39.21	3,119	0,3156
8069,60	1,29377	11,25	40.48	3,2299	0,32144
9631,16	1,31685	11,75	42.31	3,3596	0,3244
10209,43	1,66219	14,75	53.22	4,215	0,32693
11590,28	1,88848	16,75	1°. 36	4,7859	0,3261
16526,51	3,1791	29	1. 44.54	8,2274	0,3332
24683,89	3,8560	36,75	2. 12.55	10,4095	0,34759
33963,16	5,4677	53,825	3. 14.34	15,2784	0,359707

ESPERIENZA IV.

Pressione atmosferica 770,8 mm. *Temperat. media 12°,6.*

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770,8	0,128774	—	—	—	—
1361,23	0,221467	1,575	5.'42"	0,51797	0,30093
2102,59	0,342083	2,75	9.57	0,79798	0,30016
3230,89	0,52553	4,325	15.40	1,2524	0,30664
5368,01	0,873354	7,625	27.35	2,1189	0,31217
8205,17	1,29582	11,50	41.36	3,238	0,32152

Da tutte le serie di esperienze risulta adunque chiaramente che l' aria non segue esattamente la legge di Gladstone; e che le deviazioni dalla legge medesima vanno via via aumentando con la pressione; cosicchè, mentre alle pressioni più piccole si potrebbero confondere con gli errori d' osservazione, ciò non è più ammissibile alle pressioni più elevate.

La curva I della Tav. IV, rappresenta le variazioni del valore di $n_0 - 1$ col cambiare della pressione.

Idrogeno. — L' idrogeno fu preparato colla solita reazione dell' acido solforico sullo zinco; e venne essiccato facendolo passare per due serie di tubi contenenti rispettivamente acido solforico puro e cloruro di calcio.

SERIE II. — ESPERIENZA I.

Pressione atmosferica 769,95 mm. *Temperat. media 15°.1.*

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
769,95	0,00859557	—	—	—	—
1438,65	0,0160608	0,825	2'.59"	0,2639	0,14124
2042,02	0,0227967	1,25	4.32	0,39202	0,14781
3171,12	0,0354018	2	7.14	0,60559	0,14703
4159,27	0,0463265	2,75	9.57	0,80596	0,14956
9168,56	0,126186	7,875	28.30	2,2392	0,15254
13761,3	0,153628	11,	39.48	3,1357	0,173411
16880,4	0,188449	13,875	50.12	3,923	0,17893

Esperienza II.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperat. media 14°,6.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,0086112	—	—	—	—
1365,47	0,15114	0,75	2'.43"	0,2468	0,14061
1994,15	0,022301	1,2	4.21	0,37212	0,14369
3063,14	0,034256	1,875	6.47	0,57834	0,14538
7285,28	0,081483	5,125	18.32	1,49609	0,15811
10411,8	0,11653	7,875	28. 4	2,2392	0,16547
13906,9	0,15553	11,125	40.15	3,1527	0,17436
25730,33	0,28775	21,875	1°.19. 8	6,1903	0,18525

Esperienza III.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperat. media 13°.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,0086594	—	—	—	—
1204,05	0,0135407	0,7	2'.32"	0,22041	0,14111
1916,53	0,021553	1,150	4.10	0,35464	0,14248
3267,51	0,036746	2,125	7.41	0,62374	0,14899
3990,37	0,044884	2,75	9.57	0,77015	0,14859
5090,62	0,057249	3,325	12. 2	1,0214	0,1545
6454,35	0,072585	4,50	16.17	1,3195	0,15742
8874,25	0,099798	6,625	23.58	1,9024	0,16507
11359,04	0,12774	8,75	31.39	2,4998	0,16946
12741,19	0,14329	10	36.11	2,853	0,17241
14726,25	0,16561	11,875	42.58	3,4091	0,1742
16521,89	0,1858	13,375	48.23	3,825	0,17827
17929,45	0,20164	14,75	53.22	4,203	0,18051
19436,25	0,21858	16,375	59.17	4,601	0,18227
21479,15	0,24156	18,25	1°. 6. 2	5,138	0,18418
22441,65	0,25238	19	1. 8.45	5,3848	0,18476
24560,7	0,27627	20,875	1. 15.32	5,934	0,1860
27529,0	0,30959	23,875	1. 26.23	6,768	0,1893
30462,7	0,34258	26,75	1. 36.47	7,57783	0,19154
34085,6	0,3748	29,50	1. 46.43	8,31216	0,19209

ESPERIENZA IV.

Pressione atmosferica 770,4 mm. Temperatura media 13°.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770,4	0,0086639	—	—	—	—
6794,24	0,076408	4,75	17.11"	1,3893	0,15753
11714,7	0,13174	9,125	33. 2	2,6191	0,17224
13869,5	0,15597	10,875	39.21	3,107	0,17225
20296,2	0,22825	17,125	1°. 1.58	4,8788	0,18519
37657,9	0,41509	32,125	1. 57.16	9,1685	0,19127

Anche l'idrogeno, come l'aria, si allontana dalla legge di Gladstone; e le deviazioni dalla legge van crescendo col crescere delle pressioni.

La curva II della tavola mostra a colpo d'occhio l'andamento di queste deviazioni.

Anidride carbonica. — L'anidride carbonica (preparata con marmo ed acido solforico) venne essiccata facendola passare attraverso a due tubi contenenti rispettivamente cloruro di calcio e acido solforico puro.

SERIE III. — ESPERIENZA I.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperatura media 13°,2.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,19102	—	—	—	—
1664,28	0,41287	3,35	12'. 7"	0,9675	0,44763
2715,21	0,67359	5,5	19.54	1,575	0,44651
7369,05	1,8281	14,5	52.28	4,142	0,4329
14569,1	4,27846	33	1°.59.22	9,4892	0,42366
18911.2	6,11641	46,75	2. 49.2	13,194	0,41205

ESPERIENZA II.

Pressione atmosferica 770,95 mm. Temperat. media 13°,3.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770,95	0,19098	—	—	—	—
1696,14	0,42062	3,5	12'.40"	0,93436	0,44594
4240,39	1,0516	8,5	30.45	2,4367	0,44155
7309,59	1,8127	14,375	52	4,134	0,43457
10435,2	2,98645	23,875	1°.26.23	6,768	0,43184
19779,2	6,42232	48,75	2. 56.15	13,869	0,4049

ESPERIENZA III.

Pressione atmosferica 769,6 mm. Temperat. media 12°,8.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
769,6	0,19117	—	—	—	—
3603,5	0,9518784	7,875	28'. 4"	2,2001	0,44186
4377,95	1,08749	8,825	31.56	2,514	0,44193
5016,95	1,24622	10	36.11	2,8699	0,44025
6846,59	1,70070	13,675	49.29	3,884	0,43659
11311,6	3,28048	26,125	1°.34.31	7,364	0,42915
11593,3	3,33634	26,50	1. 35.52	7,481	0,42864
15890,7	4,77808	36,875	2. 13.23	10,4948	0,41990
18266,5	5,78633	43,875	2. 38.39	12,564	0,41509
24026,9	10,160	64	3. 51.15	17,786	0,33466

ESPERIENZA IV.

Pressione atmosferica 770 mm. Temperat. media 12°,8.

Pressione in mm.	Densità d. 100	Deviazione in mm.	Deviazione angolare	$(n-1)$ 1000	(n_0-1) 1000
770	0,191269	—	—	—	—
2617,85	0,650279	5,25	19'. 4"	1,50891	0,44382
3469,85	0,861915	7	25.20	1,9939	0,44247
6751,82	1,67716	13,375	48.23	3,8163	0,43521
7159,99	1,77855	13,875	50.12	4,0499	0,43555
9095,24	2,6162	20,875	1°.15.32	5,934	0,43384
13022,4	3,7293	29,25	1. 45.49	8,2674	0,42402
19092,1	6,2123	47,125	2. 50.23	13,3047	0,40952

L'anidride carbonica si allontana essa pure dalla legge di Gladstone, ma in senso inverso a quello che seguono l' aria e l' idrogeno; cioè, mentre per questi due gas il valore di $n_0 - 1$ va aumentando con la pressione, per l' anidride carbonica invece $n_0 - 1$ diminuisce man mano che la pressione aumenta.

La curva III della tavola ci rappresenta le deviazioni dell' anidride carbonica dalla legge di Gladstone.

Conclusioni.

I risultati sopra riferiti autorizzano a concludere che la egge che ammette la proporzionalità fra i poteri rifrangenti e le densità di un determinato corpo, deve ritenersi come una legge ideale. Le deviazioni che provano i gas da questa legge aumentano col crescere della densità; e dalle mie esperienze risulta che per l' aria e per l' idrogeno il valore di $n_0 - 1$ si fa sempre più grande via via che aumenta la pressione, e il contrario succede per l' anidride carbonica.

DI UN METODO GRAFICO PER REGISTRARE LA DIFFERENZA DI FASE FRA DUE CORRENTI ALTERNATIVE PRATICAMENTE SINUSOIDALI,

del Dott. A. G. ROSSI.

Due sistemi di vibrazioni dello stesso periodo conservano fra loro indefinitamente la differenza di fase con la quale sono partite. Invece, fra due sistemi di vibrazioni di periodo diverso, la differenza di fase varia continuamente, e in modo periodico (fra 0 e π) se i due sistemi seguono leggi periodiche con regime costante; onde ha luogo il noto fenomeno dei *battimenti*, cioè si constata, come risultante della *unione* dei due sistemi di vibrazioni, una successione periodica di aumenti e diminuzioni nell' ampiezza, corrispondenti rispettivamente ad alternative coincidenze ed opposizioni di fase fra i due sistemi di periodo diverso.

Tali coincidenze, o sovrapposizioni di fasi omologhe, fra le due onde, hanno luogo dopo ogni intervallo di tempo uguale al minimo comune multiplo fra i periodi T e T_0 delle due ondulazioni. Ne segue che i *battimenti* avvengono tanto più distanti fra loro quanto più i due periodi T e T_0 sono prossimi ad uno stesso valore; per T tendente verso T_0, l' intervallo di tempo fra due battimenti successivi tende verso l' infinito.

Ora, supposto il regime dei due moti periodici

$$(1)\qquad \begin{aligned} c &= c_0 \operatorname{sen} \omega t = c_0 \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T_0} \\ c_1 &= c' \operatorname{sen} \omega t = c' \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T} \end{aligned}$$

perfettamente costante, potremo anche considerare la serie dei *battimenti* corrispondenti siccome un nuovo sistema di vibrazioni, che diremo C_1, di periodo costante e uguale a

$$(2)\qquad \tau = m\,T = n\,T_0\,,$$

ove $\frac{m}{n}$ indichi il rapporto fra i due periodi $\frac{T_0}{T}$.

Siccome non importano al nostro scopo i valori delle ampiezze delle due vibrazioni, ma solo gli elementi di tempo, possiamo tralasciare il simbolo di queste ampiezze, ponendole uguali all' unità nelle formole (1). Allora, *l' onda battimenti* corrispondente avrà per espressione:

$$C_1 = \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T_0} + \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T} = \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T} \frac{n}{m} + \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T}$$

$$= 2 \operatorname{sen} \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n}{m}\right)\omega t \, . \cos \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n}{m}\right)\omega t \, .$$

Ora, ci occorre di rendere l' *onda battimenti* lunga quanto più è possibile; quindi, dovremo prendere m ed n incommensurabili fra loro e vicini quanto più è possibile allo stesso valore. Poniamo $n = m - 1$, riserbandoci poi, secondo le circostanze della esperienza, di scegliere il valore più opportuno per m, che esprimerà il rapporto $\frac{T_0}{T_0 - T}$.

Avremo allora:

$$C_1 = 2 \operatorname{sen} \frac{1}{2}(2m - 1)\frac{\omega t}{m} \, . \cos \frac{1}{2} \frac{\omega t}{m}$$

$$(3) \qquad = 2 \operatorname{sen} \pi (2m - 1) \frac{t}{mT} \, . \cos \pi \frac{t}{mT} \, .$$

Consideriamo ora nello stesso modo un nuovo sistema di vibrazioni *simili* alle c_1:

$$c_2 = c'' \operatorname{sen} \frac{2\pi}{T}(t + \theta)$$

spostate di fase sulle c_1 per una frazione di periodo $\theta = \frac{T}{\lambda}$,

e la loro *unione* col sistema $c = c_0 \operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T_0}$, prendendo come dianzi le ampiezze uguali ad *uno*. Avremo una nuova *onda-battimenti*, sempre di periodo $\tau = m\,T = (m - 1)\,T_0$.

$$(4) \qquad C_2 = \operatorname{sen} \frac{m - 1}{m} \omega t + \operatorname{sen} \omega (t + \theta)$$

$$= 2 \operatorname{sen} \left[\pi (2m - 1) \frac{t}{mT} + \frac{\pi\theta}{T} \right] \cos \left(\pi \frac{t}{mT} + \frac{\pi\theta}{T} \right)$$

Queste due *onde-battimenti* C_1 e C_2 possono scriversi:

$$(3') \qquad C_1 = 2 \operatorname{sen} (2m - 1) \frac{\pi t}{\tau} . \cos \frac{\pi t}{\tau}$$

$$(4) \qquad C_2 = 2 \operatorname{sen} \left[(2m - 1) t + m\theta \right] \frac{\pi}{\tau} . \cos (t + m\theta) \frac{\pi}{\tau} .$$

Ad ogni tempo $t = \tau = m T$, esse divengono:

$$C_1 = 2 \operatorname{sen} \pi (2m - 1) . \cos \pi = 0$$

$$C_2 = 2 \operatorname{sen} \left[(2m - 1) + \frac{m\theta}{\tau} \right] \pi . \cos \left(1 + \frac{m\theta}{\tau} \right) \pi = \operatorname{sen} \frac{2\pi . m\theta}{\tau}$$

cioè, in generale, ai tempi $t = 0$, $m T$, $2m T$, ... $k m T$, *l'onda battimento* C_1 passa per zero, e la C_2 ha allora percorso con lo zero proprio il cammino (spazio o tempo): $\frac{2\pi . m\theta}{\tau}$. L'onda C_2 è quindi spostata di fase per la frazione di periodo $m\theta = \frac{\tau}{\lambda'}$ sulla C_1, o in altri termini, C_1 e C_2 conservano fra loro la stessa differenza di fase che esiste fra le due onde date c_1 e c_2. Chiamando Θ la differenza di fase fra due punti omologhi di C_1 e di C_2 proiettati sull'asse degli zeri, misurandola con la stessa unità scalare con cui si misura l'analoga lunghezza θ, avremo:

$$\Theta = m\theta.$$

E siccome τ si può, teoricamente, prendere grande quanto si vuole rispetto a T, ne segue che se, per esempio, si iscrivono graficamente T e $\tau = m T$ mediante tratti rettilinei e quindi si procede alla lor misura con una stessa unità scalare, si raggiungerà nella misura di τ una precisione relativa quanto si vuole maggiore di quella raggiungibile nella misura diretta di T, — e *altrettanto avverrà nella misura di* Θ *rispetto a quella di* θ.

Il metodo si può applicare sperimentalmente alla misura diretta della differenza di cammino fra due correnti alternative praticamente sinusoidali, per esempio nel seguente modo.

È sempre possibile, con l'uso di un *cronografo polarizzato* del tipo Deprez, di iscrivere, *come frequenza*, sopra una

striscia di carta affumicata in moto, una corrente alternativa delle usuali periodicità (fino intorno a 100 periodi al 1"). Se si hanno due apparecchi scriventi perfettamente *identici*, si possono iscrivere parallelamente le due curve che rappresentano la successione dei periodi con la posizione relativa che hanno nelle due correnti in istudio: c' sen ωt e c'' sen $(\omega t + \Phi)$, quando le due punte vibranti cadano sulla stessa generatrice del cilindro rivestito di carta affumicata. Parallelamente, e sempre con la stessa origine, si iscriva anche la sinusoide di un diapason elettromagnetico, il cui periodo T_0 si sia preventivamente scelto molto vicino al valore del periodo T delle correnti, con quella massima approssimazione che consentono, in primo luogo il grado di costanza del regime delle due correnti alternative, poi, lo spazio sviluppabile di cui si dispone per la carta affumicata, in riguardo alla minima velocità di rotazione che si può attribuire al cilindro per ottenere iscrizioni sufficientemente distinte. Quando la costanza di regime lo permetta, si può estendere la iscrizione elicoidalmente sul cilindro, facendo assumere a questo, oltre che una rotazione, anche uno spostamento uniforme lungo il suo asse; quest' ultimo poi, in causa della presenza del diapason, il cui interruttore è comunemente a mercurio, deve essere verticale.

Terminata la iscrizione, si stacca il foglio affumicato, tagliandolo lungo una generatrice opportunamente scelta, si fissa la iscrizione mediante la solita dissoluzione alcoolica di resine; e poi, con tutto comodo, si procede alla ricerca delle *coincidenze di fasi omologhe (battimenti)* fra le due serie c_1, c e c, c_2 (per più comodità, converrà quindi iscrivere la curva c in mezzo alle altre due curve).

Dal semplice esame delle curve c_1 e c_2, come pure dalla sommaria conoscenza delle condizioni d' impedimento dei due circuiti, si sa quale delle due correnti sia in avanzo sull'altra. Supposto che sia la c_2 in avanzo di $\Phi = \frac{2\pi\theta}{T}$, si cercano tosto la prima (A) e la seconda (B) coincidenza di fasi omologhe fra c_1 e c, e si conta il numero (m) dei periodi T che intercedono fra i due punti. Questo intervallo rappresenterà graficamente il periodo $\tau = m$ T della *serie battimenti* c, c_1.

Poi, a partire per es. dal primo battimento e procedendo nel senso conveniente (dei tempi positivi . . . .), si va a cercare la prima coincidenza di fasi omologhe fra c_2 e c, (A'), e per controllo, se si vuole, anche la seconda (B'): fra A' e B devono intercedere, come fra A e B, m periodi T, oppure $m - 1$ periodi T_0.

Allora, l' intervallo scalare $\overline{AA'}$ (o $\overline{BB'}$) misura la differenza di cammino Θ fra C_1 e C_2 (che deve essere uguale per controllo ad m volte la lunghezza θ). Non resta che a dividere la lunghezza $\frac{\tau}{4}$ in 90 parti uguali, — operazione che si può fare facilmente e rapidamente con l' aiuto di una scala di proporzionalità translucida che si sovrapponga al tracciato, — e prendere di queste parti quel numero che copre la lunghezza Θ, per avere la differenza di fase ϕ in gradi e frazioni.

Sarà conveniente, per la determinazione della lunghezza d' onda del *battimento*, di scegliere fra c e c_1 e fra c e c_2 le coincidenze degli *zeri omologhi* (quelli pei quali le due onde passano in coincidenza di fase), oppure degli *zeri antiomologhi* (quelli pei quali le due onde passano in opposizione di fase), — e bisognerà operare ugualmente per le due coppie d' onde. Poichè, se si costituisce un' onda battimento con la distanza fra due coincidenze di zeri omologhi e l' altra onda battimento con la distanza fra due coincidenze di zeri antiomologhi, è facile vedere che questi due battimenti saranno spostati fra loro, non più di θ, ma di $180^\circ - \frac{2\pi\theta}{T}$ $\left(\text{ossia } 180^\circ - \frac{2\pi m\theta}{\tau}\right)$, giacchè la costruzione fatta corrisponderebbe a ribaltare o a spostare sul proprio piano per 180° una qualunque delle onde date.

Qualche dubbio potrà restare sul valore da scegliere, allorquando si tratti di differenze di fase assai prossime a 90° $\left(\lessgtr 90^\circ\right)$; occorre allora che la conoscenza delle condizioni dei due circuiti dia un preciso criterio per la scelta da fare.

Una misura consimile eseguita direttamente sulla iscrizione delle due correnti stesse c_1 e c_2, riesce sempre di assai minor precisione.

In costrutto, il metodo esposto equivarrebbe ad eseguire la misura diretta della differenza di cammino fra le due curve c_1 e c_2 registrate, quando si fosse attribuito al cilindro una velocità periferica m volte maggiore; ora, nelle condizioni in cui lavorano i cronografi polarizzati Deprez (i quali agiscono con una minima spesa di corrente e *possono* anzi funzionare in discrete condizioni voltometriche), non è possibile aumentare la velocità della carta affumicata sotto le punte oltre un certo limite, che è ancora assai distante da quelle velocità, diremo così, *virtuali*, che si possono raggiungere trasformando invece le due vibrazioni rapide c_1 e c_2 nelle corrispondenti vibrazioni lente C_1 e C_2 delle *serie-battimenti*.

Ovviamente, la validità del metodo presuppone che ci si possa accontentare della *differenza di fase fra gli zeri omologhi* delle due correnti, la quale, nel caso di correnti ricche di armonici superiori variamente spostati di fase, può essere diversa dalla differenza di fase fra altri punti omologhi, come i massimi positivi o negativi. Si suppone dunque di avere a fare con correnti che si possano praticamente ritenere come sinusoidali, che non contengano cioè più del terzo o quinto armonico a deboli ampiezze e piccoli spostamenti di fase. Del resto, il problema della misura della differenza di fase fra due correnti alternative fortemente accidentate non ha più altro significato fisico se non quello che deriva dal concetto del *fattore di potenza o di efficacia (power factor, Leistungsfaktor)* cos Φ, misurato dal wattmetro; e però non si può parlare in tal caso dell' *angolo* Φ di differenza di fase, se non intendendo che esso spetti alle *onde sinusoidali equivalenti alle due date non sinusoidali*, cioè a due onde sinusoidali dello stesso periodo e di equivalente efficacia.

Il principio del metodo può egualmente essere applicato col sistema di registrazione elettrochimica delle correnti alternative, del Janet, e, se non con uguale precisione, certo con minore spesa di apparecchi. Le due correnti c_1 e c_2 possono iscriversi con due punte di ferro distinte sulla carta al ferrocianuro, applicata sopra due superfici metalliche uguali, ma isolate fra loro da una striscia di coibente; parallelamente, una terza punta può segnare la corrente di una pila di accu-

mulatori interrotta da un diapason elettromagnetico, in modo che i tratti rappresentativi delle chiusure sieno uguali a quelli delle aperture; occorre per questo che la corrente interrotta che si iscrive *non* attraversi l'elettromagnete del diapason.

L' apparecchio in questo caso agisce quasi sempre a rigore voltometricamente sui due circuiti alternativi; presenterebbe inoltre il gran vantaggio della semplicità e di occupare sulla superficie del cilindro pochissimo spazio in altezza, onde si può facilmente ottenere un lungo tracciato elicoidale. Però, riesce più difficile e incerta la ricerca della coincidenza delle fasi omologhe.

Oneglia, Ottobre 1897.

MISURA DELLE DENSITÀ COL DOPPIO VOLUMETRO.

Nota del Prof. C. MARANGONI.

Nel 1886 pubblicavo in questo giornale [1]) una Nota sul doppio volumetro, da me immaginato per eliminare l'effetto della capillarità nella misura dei pesi specifici dei liquidi. Il Prof. Sandrucci volle vedere se si poteva renderlo ancora più semplice, impiegando un solo areometro [2]), e, descritto il suo apparato abbastanza complicato, dà molti risultati numerici, nei quali ottiene l'approssimazione fino alla 3ª cifra decimale. Per giudicare il grado di approssimazione dei due metodi mancava che io dessi le misure ottenute col doppio volumetro.

Anzitutto dirò che le asticelle dei due volumetri vennero pattinate, cioè ridotte perfettamente calibrate all'esterno, come per fare una lente cilindrica. Nell'interno delle asticelle è una graduazione i cui gradi sono di circa un millimetro di ampiezza, uguale nei due volumetri.

Messi nell'acqua distillata, e operato il trabocco [3]), segnavano circa zero. Per conoscere il valore della spinta in divi-

1) Il doppio volumetro ecc. Fasc. Sett. e Ott. 1886, p. 112.

2) Primo saggio di ricerche sperimentali ecc. Nuovo Cimento, Luglio 1897, p. 25.

3) Vedi: Influenza dell'imbrattamento di superficie ecc. Rivista Scient. Industriale, lug. Vimercati 1880, p. 55; e Journal de Physique D'Almeida Febb. 1893, p. 68.

sioni della scala mettevo sull' estremità delle asticelle dei pesi di 1, 2 e 3 decigrammi, ed ottenevo delle immersioni corrispondenti a 15, 30 e 45 divisioni della scala: dunque ogni grammo equivale a 150 divisioni.

Nella mia memoria detti la formola:

$$(1) \qquad \delta = \frac{p - p'}{v - v'}$$

dove p e p' sono i pesi dei due volumetri; e v e v' sono i volumi delle parti immerse nel liquido di densità d. Chiamando v_0 e v'_0 i volumi fino allo zero (cioè 150 p e 150 p'), e chiamando a e b le letture fatte sulle due asticelle, si può scrivere

$$v - v_1 = v_0 - v'_0 + (a - b)$$

e siccome $v_0 - v'_0$ è una costante c, la formula (1) si può scrivere così:

$$(2) \qquad \delta = \frac{c}{c + (a - b)}$$

Di quì si vede che l' effetto della capillarità è eliminato, perchè si fanno le differenze delle letture su due asticelle identiche messe contemporaneamente nel medesimo liquido. Nel mio doppio volumetro si aveva $c = 777{,}6$.

Per mettere alla prova l' istrumento sperimentavo su due campioni di alcool molto allungati coll' acqua, che sono liquidi in cui la capillarità produce gravi errori. Per avere poi il valore di d direttamente, lo determinavo colla bilancia, sensibile al milligrammo, impiegando una pallina di vetro, che spostava gr. 13,749 di acqua a 10° c. Il filo di platino che reggeva la pallina aveva il diametro di mm. 0,16.

Eliminavo l' effetto della temperatura col fare contemporaneamente le determinazioni colla bilancia, e col doppio volumetro sull' acqua distillata e sul liquido alcoolico; e col dividere poi il peso specifico del liquido alcoolico, trovato col doppio vol., pel peso specifico dell' acqua, pure trovato col doppio volumetro. Infine non ho tenuto conto dello spostamento dell' aria, fatto dalle asticelle, perchè questo agisce egualmente nei due metodi, avendo pesato pallina e volumetri nell' aria.

Ecco ora senza alcuna scelta 10 osservazioni successive fatte in giorni differenti:

Temperat. c	Colla bilancia	Col doppio vol.	Errori
11,0	0,9752	0,9754	+ 0,0002
9,5	0,9757	0,9756	— 0,0001
8,5	0,9765	0,9764	— 0,0001
10,5	0,9758	0,9758	0,0000
»	0,9692	0,9696	+ 0,0004
»	0,9765	0,9761	— 0,0004
»	0,9692	0,9693	+ 0,0001
9,5	0,9775	0,9781	+ 0,0006
»	0,9700	0,9700	0,0000
16,5	0,9851	0,9853	+ 0,0002

Quindi l' errore medio arriva a + 0,0002, cioè si può dire d' avere la 4ª cifra coll' approssimazione di due unità. Questa maggiore approssimazione deriva da ciò che nella formula (1) l' approssimazione cresce col crescere la differenza $v - v'$; nel mio apparato i volumi dei due volumetri stavano come 2 : 1; mentre col metodo Sandrucci tale differenza è piccola.

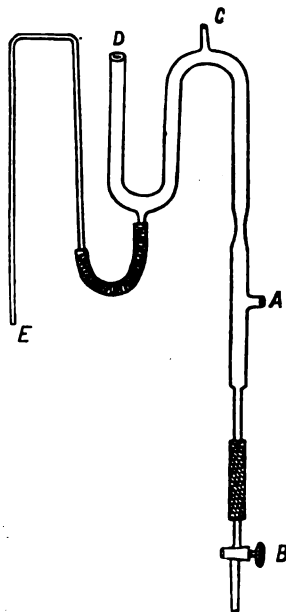
DELLA INFLUENZA DELLA TEMPERATURA SULLA VELOCITÀ DEGLI IONI,

del Dott. ADOLFO CAMPETTI.

(Largo sunto della Nota contenuta negli Atti della R. Accad. delle Scienze di Torino. Vol. 32).

L'A. rivelato il fatto che dell'influenza della temperatura sul numero di trasporto degli ioni, si hanno due lavori, uno del Bein [1]) e l'altrodel Lussana [2]), i quali portano a risultati quasi del tutto in contradizione fra loro, credette opportuno di eseguire una serie di esperienze su questo argomento; ponendo ogni cura per evitare gli errori che molto spesso falsano i risultati delle esperienze di questo genere.

Fig. 1.

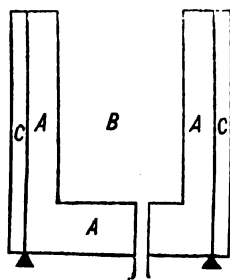
L'apparecchio di cui fece uso è rappresentato nella figura 1. In A passa la lastrina o verghetta metallica che fa da anodo: in D si trova il catodo: il liquido si introduceva per C: una volta terminata l'esperienza e aperto il tubetto di gomma posto in C, si poteva estrarre il liquido da B in C che veniva diviso in tre porzioni e separatamente analizzato. Chiuso poi il robinetto B ed esercitando una leggera pressione da C, si poteva estrarre da E il rimanente del liquido. L'apparecchio dovendo essere

1) Bein. Wied. Ann. 1892 - 46.
2) Lussana. Influenza della temperatura sulla forza elettromotrice degli elementi a concentrazione e sul trasporto degli ioni (Atti del R. Istituto Veneto, 1892, tomo 3°).

tenuto per parecchie ore a temperatura pressochè costante, era collocato in un recipiente come quello rappresentato, in sezione, nella fig. 2; esso in A e B era pieno di acqua, mentre in C si aveva uno spazio occupato dall' aria. Una volta portata l' acqua alla temperatura voluta, una piccola fiamma che si teneva al disotto dell' apparecchio serviva benissimo a mantenere una temperatura così costante, che in 7 od 8 ore la variazione non superava un decimo di grado.

Affinchè poi la temperatura si mantenesse costante in tutto l' apparecchio, si teneva in movimento l' acqua in A e B senza produrre la più piccola scossa, facendola scendere e salire mediante una pera di gomma in tubi collocati verticalmente in A e B.

Che con questa disposizione si potesse evitare la diffusione nell' apparecchio lo mostrò un' esperienza preliminare. Si fece entrare dal basso nell' apparecchio soluzione di solfato di rame sino a metà del tratto B C: il rimanente si riempì di acqua: dopo aver tenuto per 8 ore la temperatura a 50°, il liquido estratto dalla porzione C D del tubo non presentava alcuna traccia del sale.

Fig. 2.

Le esperienze eseguite si riferiscono al solfato di rame, solfato di zinco e nitrato di piombo. A causa della resistenza assai elevata del liquido si adoperava la corrente data da 25 Daniell: nel circuito era inserita una bussola per riconoscere l' intensità della corrente, un reostato ed un voltametro a nitrato d' argento.

Solfato di rame. — In quèsta esperienza l' anodo era costituito da una lastrina di superficie abbastanza grande di rame elettrolitico, il catodo era un filo di platino piegato a spira; le soluzioni erano preparate con solfato di rame puro cristallizzato due volte, e titolate, prima e dopo l' esperienza, col metodo elettrolitico.

Si adoperarono soluzioni diversamente concentrate per esaminare anche la influenza della concentrazione, e venne

considerato come solvente tutta l'acqua presente nella soluzione.

Dai risultati di parecchie esperienze fatte su due soluzioni differentemente concentrate si ricava che per la soluzione più diluita, contenente di sale idrato 1,93 circa p. °/₀, il numero di trasporto è circa:

0,636 a 15° e 0,612 a 47°,

mentre per l'altra soluzione contenente circa 4,73 di sale idrato °/₀ il numero di trasporto è circa:

0,658 a 7°; 0,651 a 18° e 0,628 a 48°.

Tenendo conto delle difficoltà di questo genere di esperienze, l'A. non crede di potere asserire che vi sia un'influenza sensibile della concentrazione sul valore del numero di trasporto. Appare invece molto probabile una leggera diminuzione del numero di trasporto col crescere della temperatura; in questo i suoi risultati sarebbero in accordo con quelli del Bein, mentre sono invece in perfetta contradizione con quelli del Lussana: questi infatti trova, per esempio, per una soluzione che contiene 1,908 di sale idrato per cento:

n (numero di trasporto) $= 0{,}645$ $n = 0{,}668$ $n = 0{,}718$
per T (temperatura) $= 0{,}3$ per $T = 11{,}6$ per $T = 33{,}5$.

Riguardo alla causa di tale divergenza l'A. osserva che la quantità di rame trasportato all'anodo e asportato dal catodo è nelle esperienze del Lussana troppo piccola (non arriva a due millegrammi); di guisa che la piccola quantità di rame che si può disciogliere o qualche altra azione secondaria agli elettrodi, per quanto piccola, possono alterare i risultati.

Solfato di zinco. — Per titolare le soluzioni di solfato di zinco si tiravano a secco in crogiuolini di porcellana posti entro una stufa tenuta a 120°: poi si lasciavano raffreddare questi crogiuoli sotto una campana in aria secca e quindi si pesavano immediatamente. In queste condizioni si ottenevano

per l' analisi di una stessa soluzione risultati perfettamente concordanti.

Anche qui si fecero esperienze con una soluzione più diluita e una più concentrata, considerando nel calcolo come solvente l' acqua che è unita al sale solido quale acqua di cristallizzazione.

Dalle esperienze relative a una soluzione contenente 3,93 % di sale idrato, risulta:

a 15° $n = 0,666$ a 46° $n = 0,674$;

non si può dunque dire che, entro a questi limiti, la temperatura abbia sensibile influenza sulla velocità relativa degli ioni. Da altre esperienze eseguite con una soluzione più concentrata, contenente 7,36 % di sale idrato si rileva una differenza non trascurabile tra il numero di trasporto relativo al catodo e quello relativo all' anodo; questa differenza però diventa minore, se si ammette che anche nella soluzione l'acqua unita al sale cristallizzato non faccia parte del solvente, ma venga trasportata col sale stesso.

Ad ogni modo, tenuto conto delle difficoltà di queste esperienze, non si può dire che si riconosca anche per il solfato di zinco influenza sensibile della temperatura.

Il Lussana trova invece, per esempio, per una soluzione contenente gr. 7,308 di sale

a 0° $n = 0,708$; a 9°,4 $n = 740$; a 34° $n = 804$.

Nitrato di piombo. — Il nitrato di piombo cristallizzato è anidro: le soluzioni vengono titolate tirandole a secco entro crogiuoletti di porcellana a 105°, come per il solfato di zinco.

La soluzione adoperata contiene per cento gr. 3,36 di sale. Come anodo si adoperava un bastoncino di zinco amalgamato, e come catodo una superficie abbastanza estesa di mercurio.

Le esperienze darebbero circa:

a 8°	a 15°	a 45°
$n = 0,495$	$n = 509$	$n = 0,493$.

Anche qui dunque non si riscontra influenza apprezzabile della temperatura. Il Lussana trova invece anche per questo

sale un aumento nel numero di trasporto proporzionale alla temperatura assoluta.

Dai risultati di tutte queste esperienze, e da una osservazione generale sui dati del Lussana l'A. conclude che la legge data da questi, che cioè il coefficiente di trasporto (riferito all'anione) aumenti circa proporzionalmente alla temperatura assoluta, è perfettamente illusoria.

L'influenza della temperatura sul numero di trasporto, almeno nei limiti delle sue esperienze, è invece trascurabile: in ogni caso non è di ordine tale da potere essere posta in evidenza coi mezzi sperimentali di cui finora disponiamo.

I. Bosi.

A PROPOSITO DELLA NOTA DEL DOTT. ADOLFO CAMPETTI "DELLA INFLUENZA DELLA TEMPERATURA SULLA VELOCITÀ DEGLI JONI,,

del Dott. SILVIO LUSSANA.

(Largo sunto della Nota pubblicata nella Rivista Scientifica e Industriale di Firenze. Anno 29°, n. 10-11).

In risposta alla Nota del Campetti quì sopra riportata, l'A. osserva che la via seguita da questi è perfettamente analoga a quella del Bein; la differenza pressochè unica consiste nel metodo di riscaldamento; secondo il Bein il suo bagno non era ad una temperatura nè costante, nè uniforme; mentre nelle esperienze del Campetti la temperatura rimane praticamente costante e l'acqua del bagno è agitata. Dato però il modo impiegato per agitare il bagno, si deve ritenere che l'agitazione stessa fosse intermittente, e quindi che nemmeno nelle sue esperienze la temperatura fosse costantemente uniforme, in modo da impedire assolutamente i movimenti convettivi del liquido.

Le cause d'errore imputabili al Bein lo sono quindi anche al Campetti, al quale l'A. fa notare, che quantunque egli abbia fatta una esperienza preliminare per assicurarsene, nel suo lavoro non sono evitati nè gli effetti della diffusione, nè quelli, anche più nocivi, dovuti ai movimenti convettivi del liquido.

Anche il metodo usato dal Campetti nel raccogliere le soluzioni non è esente da errore perchè mescolandosi il liquido che è vicino all' anodo con quello vicino al catodo, diminuisce la differenza nella concentrazione della soluzione attorno ai due elettrodi, e quindi *diminuisce il valore del coefficiente di trasporto.*

Nè basta; vi ha una causa di errore di cui è impossibile rilevare l' importanza. Ed infatti se si leggono i lavori dell' Hittorf, ad ogni piè sospinto si trova ripetuta l' idea contenuta nel seguente periodo: « Unsere Sorge muss aber darauf gerichtet sein, *dass die Lösung, welche zu untersuchen ist, an* DER ZUR SPALTUNG BENUTZTEN STELLE, *während der Elektrolyse ihre ursprüngliche Zusammensetzung behält* ». Ed i sigg. Loëb und Nernst in un loro lavoro [1]) su tale argomento dicono: « Die Probe dafür, dass der Versuch brauchbar war, lag also sowohl in dem Unverändertsein der mittleren Schichten wie darin, dass die Lösung um die Katode ebenso viel Silber verloren hatte, als diejenige um die Anode mehr enthielt ».

Pertanto il sig. Campetti non si preoccupò affatto della prima di queste due condizioni capitali, e si ingegnò ad avere in *ogni modo* soddisfatta l' ultima.

Tutte queste considerazioni danno facilmente ragione tanto dei valori trovati dal Bein quanto di quelli trovati dal Campetti.

Ad ogni modo l'A. per mostrare anche meglio l' esattezza delle sue ricerche, rifà altre misure su una soluzione di solfato di rame.

Il nuovo apparecchio usato consiste in una serie di sei tubi ad U in vetro fra loro saldati in modo da presentare l' aspetto di una lunga canna ripiegata successivamente ventidue volte ad angolo retto. La figura qui annessa rappresenta tre di questi U. A ciascuna delle sei ripiegature inferiori, e delle sei superiori fu saldato un tubicino verticale che veniva chiuso con un tubetto di gomma e con una pinzetta; quindi

1) M. Loeb und W. Nernst Zur kinetik der in Lösung befindlichen körper-Zweite Abth. (Zeit. fur Phis. Chem. 2°, 951, 1888).

si ripiegò tutto l' insieme in modo che potesse entrare in un cilindro di rame avente un diametro di cm. 13 come lo mo-

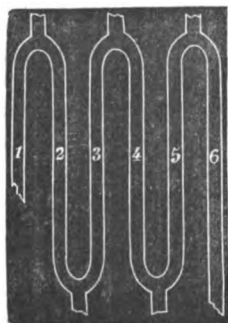



Fig. 1.

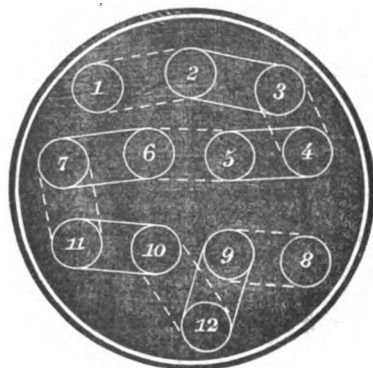



Fig. 2.

stra l' altra figura nella quale sono contrassegnate a punti le porzioni orizzontali inferiori dei tubi ad U e con linee continue i tratti orizzontali superiori, mentre che i cerchielli rappresentano i tratti verticali.

Questo cilindro fu posto in una caldaia a ricaduta in modo che venisse circondato dai vapori che si sviluppavano da una larga superficie di un liquido in ebollizione (il liquido usato fu dell' acetone). Un termometro Baudin in decimi serviva a dare la temperatura.

Essendo l' apparecchio riempito con una soluzione di solfato di rame che conteneva 5 gr. di sale idrato in 100 gr. di acqua, si posero in 1 e 12 i due elettrodi di rame puro e si fece passare attraverso ad esso e ad un voltametro ad argento una corrente data da 23 Daniell grandi e 30 di piccolo modello. La corrente fu sempre diretta da 1 verso 12. Un contasecondi misurava la durata dell'esperienza. Dopo passato un tempo sufficiente (da 8 a 10 ore) si interrompeva la corrente, si levavano due elettrodi di rame, e si determinava la quantità di argento deposto nel voltametro durante l' elettrolisi. Chiusi poi i tubetti superiori ad eccezione dei due primi, si apriva il primo tubetto inferiore raccogliendo il liquido del primo U in un bicchiere e lo si pesava; quindi si apriva il 3° tubetto superiore e dal secondo inferiore si raccoglieva la soluzione posta

nel secondo U pesandola e così di seguito. Le soluzioni così raccolte venivano analizzate elettroliticamente.

È da notarsi poi che se anche in queste misure fossero stati possibili dei movimenti convettivi, non ne poteva derivare inconveniente, data la molteplicità dei tubi ad U.

I risultati ottenuti da parecchie esperienze fatte in questo modo confermano con tutta evidenza i precedenti, e mostrano eziandio che nelle sue ricerche l'A. soddisfece ambedue le condizioni richieste, perchè sia attendibile una esperienza che tende a determinare il coefficiente di trasporto degli joni, cosa che evidentemente non hanno fatto nè il Bein nè il Campetti.

I. Bosi.

SU ALCUNI FENOMENI DI FOSFORESCENZA CHE SI OTTENGONO IN UNA SCARICA SPECIALE NEI TUBI DI GEISSLER E DI CROOKES E SU UN TUBO DI VETRO D' URANIO,

dei Dott. F. CAMPANILE *ed* E. STROMEI.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rend. della R. Acc. delle Scienze Fis. e Matem. di Napoli. Aprile 1897).

In un precedente lavoro [1]) gli A. hanno descritto una disposizione, che fu chiamata *bipolare d' influenza in derivazione*, e che permetteva di ottenere i raggi X dagli ordinari tubi di Geissler.

Allora descrissero solo il fenomeno, senza darne la spiegazione; già pensando però che esso potesse spiegarsi nel modo seguente.

Nella parete interna del tubo, sulla quale è incollata la stagnola anodica, si determina, per influsso, una forte carica negativa. Questa elettricità, nell' atto della scarica provocata dalla scintilla nello spinterometro, si libera con tale rapidità e violenza da destare la fosforescenza sulla parete opposta del tubo, nonostante la bassa rarefazione di questo.

Ammessa questa interpetrazione, la parete interna del tubo, sulla quale trovasi l' altra stagnola (la catodica), deve

1) N. Cimento, Ser. IV, vol. 3, p. 229, 1896.

evidentemente, nell' atto della scarica, emettere elettricità positiva ed in conseguenza, agendo come anodo di un tubo di Crookes, non dovrebbe destare sulla parete opposta luce fosforescente. Cosa che difatti si verifica per i tubi di Geissler e per quelli di Crookes, che presentano una luminosità diffusa cinerea o debolmente violacea.

Senonchè, adoperando un tubo a gas molto rarefatto senza elettrodi, che sarà descritto in seguito, hanno osservato che la luce fosforescente si determina al di sotto del catodo e dell' anodo insieme. Accadeva lo stesso anche sperimentando con un tubo di Crookes che non presentava più la luce intensa cinerea, però un po' più debolmente che nel caso precedente. Però tanto la prima quanto la seconda fosforescenza son dovute a raggi catodici provenienti dalla parete interna del tubo, sulla quale sono incollati i pezzi di stagnola.

Assodata così l' esistenza di raggi catodici partenti dalla superficie del vetro sottostante alla stagnola in comunicazione col polo negativo del rocchetto, gli A. hanno cercato di vedere come tali raggi potessero avere origine.

Prima d' ogni altra cosa, venne loro il dubbio che si producessero delle scariche oscillanti nell' interno del tubo, come conseguenza di scariche oscillanti determinantisi allo scoccare della scintilla; ma l' esperienza mostrò che un elettrodo è sempre positivo, mentre l' altro è sempre negativo. Eliminato questo dubbio non rimaneva che completare la loro interpetrazione per spiegare perfettamente il fenomeno. Ed ecco come.

Prima che avvenga la scarica provocata dalla scintilla dello spinterometro, mentre la parete interna del tubo, sulla quale è incollata la stagnola anodica, va caricandosi di elettricità negativa respingendo la positiva, quella sottostante alla stagnola catodica si carica, per influsso, di elettricità positiva emettendo dell' elettricità negativa. Questa elettricità negativa è mandata via durante tutto il periodo, che precede lo scoccare della scintilla.

Questo periodo *(periodo di carica)*, pur essendo brevissimo, non è certamente istantaneo come quello della scarica, ed è perciò che questa elettricità negativa, proveniente dal disotto della stagnola catodica, mentre non è sufficiente a pro-

durre la luce fosforescente ed i raggi X in un tubo a bassa rarefazione, può invece in quelli a grande rarefazione destare la prima ed i secondi.

Gli A. hanno fatto delle esperienze per mettere alla prova questa loro spiegazione.

Intanto, prima conseguenza di questa è che il tubo di Geissler o di Crookes deve esser attraversato da due correnti di sensi opposti nei due periodi di carica e di scarica, e precisamente nel primo periodo da una corrente, che va dalla stagnola anodica alla catodica, nel secondo da un' altra, che va in senso contrario.

Per mettere in evidenza queste due correnti hanno usato una macchina elettrostatica per ottenere separati i due periodi.

Ciò posto, facendo comunicare gli elettrodi d' un tubo di Geissler con gli estremi del filo d' un galvanometro a specchio del Wiedemann, avevano nei due periodi due deviazioni di senso opposto, le quali dimostravano che il tubo, nel periodo di carica, era attraversato da una corrente che andava dalla stagnola anodica alla catodica ed, in quello di scarica, da un' altra di senso contrario.

Furono ripetute coi medesimi risultati le stesse osperienze con un tubo cilindrico di Crookes.

Eliminando il galvanometro ed operando al buio fu osservato che nel caso di un tubo di Geissler nel secondo periodo comparisce la fosforescenza al disotto della stagnola anodica, mentre che nel caso di un tubo di Crookes si ha la fosforescenza al disotto della stagnola catodica nel periodo di carica ed al disotto della anodica in quello di scarica. In questo periodo è più viva che nel precedente, perchè esso dura tutto il tempo necessario perchè la macchina raggiunga il suo massimo potenziale, mentre l' altro non ha che la durata della scintilla. Ed è anche questa la ragione, per la quale, adoperando un altro tubo di Crookes cilindrico sfornito di schermo fosforescente, la fosforescenza eccitata al di sotto della stagnola catodica (nel periodo di carica) è debolissima, quasi impercettibile; mentre quella prodotta al di sotto della stagnola anodica (nel periodo di scarica) è invece molto intensa.

Da tutto ciò risulta, che se si riducesse il periodo di carica, la luce fosforescente, che si desta al di sotto della stagnola catodica, dovrebbe acquistare maggiore splendore nei tubi di Crookes, in modo da essere nettamente visibile anche in quelli non muniti di schermo fosforescente; e risulta ancora che se si potesse ridurlo in modo da renderlo paragonabile a quello di scarica, si dovrebbe ottenere la fosforescenza al di sotto della stagnola catodica anche nei tubi di Geissler.

Per abbreviare il periodo di carica gli A. hanno messo le due stagnole in contatto dei poli della macchina, tenendo a contatto le palline dello spinterometro ed allontanandole poi bruscamente. In questo caso la luce fosforescente al di sotto della stagnola catodica si produceva anche usando un tubo di Crookes con catodo semicilindrico; non si otteneva con un tubo di Geissler o con un tubo a potassa.

Per abbreviarlo ancor più hanno staccato dalla stagnola catodica il filo, che la poneva in comunicazione con la macchina, e l'hanno attaccato invece ad una pallina metallica, fissa all' estremo d' un bastone isolante, che era sorretto con una mano. Mentre la macchina funzionava, ed il conduttore negativo era carico al massimo potenziale (in valore assoluto), la pallina fissa era avvicinata alla stagnola. Questa in tal modo si caricava istantaneamente di elettricità negativa al potenziale del conduttore della macchina.

Con questo metodo hanno ottenuto la luce fosforescente al di sotto della stagnola catodica anche in un tubo di Geissler.

Conseguenza immediata della loro spiegazione è che le due fosforescenze non devono destarsi nello stesso tempo e precisamente deve destarsi prima la catodica e poi quella anodica, la prima nel periodo di carica e l' altra più viva nel periodo di scarica.

Sapendo che le sostanze fluorescenti collocate nell' interno dei tubi di Crookes diventano luogo di emissione di raggi X, quando sono colpite dai raggi catodici, gli A. pensarono di vedere se fosse conveniente per la produzione dei raggi Röntgen, il fare dei tubi di Crookes con vetro fluorescente, anzichè con vetro comune. Per questo fecero costruire il tubo senza elettrodi, del quale già è parola nella prima parte di

questo lavoro. Esso è costituito da due sfere di grandezza uguale, comunicanti fra loro: una delle sfere è di vetro comune, l'altra è di vetro di uranio. Sulla superficie di ciascuna di esse furono incollate, dalla medesima parte e in posizioni simmetriche, due calotte metalliche perfettamente uguali.

Gli A. fecero uso della disposizione bipolare d'influenza in derivazione; e, tutto essendo simmetrico, se avessero avuto una differenza nell'intensità dei raggi X nei due casi, questa differenza avrebbero potuto attribuire alla diversa natura dei vetri colpiti dai raggi catodici. Allo scopo di avere una prova, e in certo modo una misura di questa differenza, usarono il metodo elettrometrico. Avendo avuto risultati eguali su ambedue le sfere, ed essendosi accertati che esse erano ugualmente trasparenti ai raggi X, hanno concluso che l'effetto dei detti raggi è quasi lo stesso, sia che essi vengano eccitati sulla sfera di vetro di uranio, sia che vengano prodotti su quella di vetro comune.

P. G. MELANI.

PERTURBAZIONI SISMICHE NELL'ANNO 1897,

per E. ODDONE.

Tra le cause perturbatrici di talune osservazioni fisiche, specie le pendolari, si nominarono in ogni tempo i fenomeni sismici, ma per quanto notevole sia il numero dei terremoti in Italia, sempre si è pensato trattarsi di fenomeni troppo appariscenti e fugaci per portare una qualsiasi incertezza nell'accettazione delle letture.

Però da alcuni anni si è riconosciuto che di tanto in tanto avvengono delle ondulazioni proprie ad intere aree continentali le quali oltre ad avere notevoli ampiezze hanno il guaio di perdurare delle ore. E d'altra parte ai fisici era da tempo noto che qualche volta le delicate sospensioni funzionavano irregolarmente; ma non ben nota la causa, avrebbero considerato arbitraria la soppressione di quelle letture.

Quando s'ebbe contezza che il più delle volte trattavasi di movimenti sismici furono suggeriti vari sostegni per pro-

teggere gli strumenti dalle oscillazioni meccaniche in genere -- che questi sostegni non siano entrati nella pratica lo sa ognuno — ed allora su certe letture può esservi probabilità di incertezza.

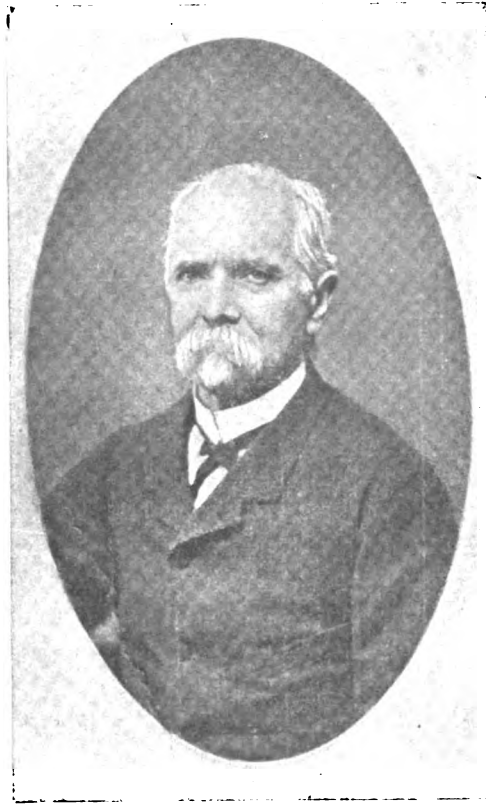
Oggi che un discreto numero di Osservatori sparsi per l' Europa registrano quasi contemporaneamente le grandi ondulazioni sismiche mi è parso opportuno di pubblicare, per una volta tanto e per un' annata, le ore in cui avvennero le più estese e notevoli perturbazioni. E mi è parso utile provarne la pubblicazione in questo giornale che va anche in mano agli astronomi ed ai geodeti interessati essi pure alla questione.

Ecco dunque le ore delle principali perturbazioni sismiche verificatesi nell' anno 1897 e comuni a pressochè l' intera Europa. Esse sono espresse in tempo medio dell' Europa Centrale:

ANNO E GIORNI			ORE CRITICHE						
1897	4	Gennaio	dalle	0^h	0^m	alle	1^h	50^m	circa
»	10	»	»	22	5	»	23	0	»
»	7	Febbraio	»	8	45	»	10	0	»
»	13	»	»	3	5	»	4	0	»
»	19-20	»	»	21	50	»	3	20	»
»	2	Marzo	»	22	22	»	23	15	»
»	1	Maggio	»	8	20	»	9	40	»
»	3	Giugno	»	10	45	»	12	30	»
»	12	»	»	12	15	»	15	30	»
»	24	»	»	21	30	»	21	45	»
»	21	Luglio	»	14	30	»	16	0	»
»	22	»	»	11	0	»	12	0	»
»	5	Agosto	»	1	30	»	4	0	»
»	16	»	»	9	30	»	10	30	»
»	17	Settembre	»	16	15	»	17	30	»
»	17	»	»	18	45	»	19	45	»
»	20	»	»	20	30	»	22	0	»
»	21	»	»	6	30	»	8	15	»
»	2	Ottobre	»	14	30	»	15	0	»
»	19	»	»	1	0	»	2	30	»

ANNO E GIORNI			ORE CRITICHE						
1897	20	Ottobre	dalle	15^h	45^m	alle	17^h	30^m	circa
»	23	»	»	4	0	»	4	15	»
»	29	Dicembre	»	13	0	»	14	0	»

Questa lista ci fu cortesemente trasmessa dall' Ufficio Centrale di Meteorologia o Geodinamica in Roma e da essa non deve andare disgiunta la preghiera a tutti coloro che rinvenissero coincidenze tra ore e letture perturbate di volerle far note e ciò sia per vedere fino a che punto queste ondulazioni interessano gli strumenti fisici soliti, sia nella speranza che possano dar luogo a considerazioni pregevoli per la teoria delle onde sismiche.

R. Osservatorio Geofisico di Pavia. 11 Gennaio 1898.

GIOVANNI CANTONI.

GIOVANNI CANTONI.

1. Non è pietosa poesia di discepolo se nell' immagine del mio maestro, che così severamente bella nel tesoro dell' affetto e della venerazione mi sta dinnanzi al pensiero, veggo *l' uomo e le virtù d' altri tempi*. Piuttosto, per quanto vivi siano i ricordi dei molt' anni passati vicino a Lui nella scuola, nel gabinetto, nello studio e nella famiglia, per quanto sieno stati intimi, liberi e talora entusiastici i discorsi tenuti insieme sui più svariati argomenti che nella vita soffermano il pensiero degli uomini, mi turba l' angoscia del dubbio di saper rendere fedele ed intera l' immagine di Giovanni Cantoni nella meravigliosa operosità di studi, nelle generose aspirazioni ed eroiche cospirazioni patriottiche, nell' anima calda verso l' umanità.

E sovratutto due condizioni ardue a ritrarsi m' accrescono il dubbio. Imperocchè egli era giovane mezzo secolo fa, l' epoca dei veri santi d' Italia e dei loro prodigi; ed è difficile ridire, sebbene a così breve distanza, le profonde emozioni che passava su quel volto al ricordo ed alla narrazione del prodigioso lavoro, ora tutto silenzioso e prudente, di educazione, di consigli, di amicizie, di studì, ora tutto di ardimenti, quasi sempre così sproporzionati ai mezzi, che soltanto li poteva giustificare una profonda religione in un comune fremente ardore di risorgere a quella dignità civile e morale, che la coscienza di un popolo pieno di virtù reclamava, non che a diritto, a necessità di vita: dignità ch' era in così stridente contraddizione col brutale impero dell' ignoranza, delle spogliazioni e del bastone, di cui allora era largo l' austriaco.

Poi Egli per temperamento e per studì, che a vicenda si davano mano a crescerne sempre più grande il cuore e la mente, fa parte di quei pochi che tutta l' operosità e l' ingegno volsero alla vera redenzione umana, combattendo a tutt' uomo,

fino al dì della morte, coll' esempio e colla forte autorità morale della parola l' ozio e l' ignoranza, i padri naturali della servitù. Per cui saremmo ben lontani da un giusto giudizio se si volesse cercare in Lui soltanto il cultore della scienza per la scienza; inquantochè il suo pensiero più costante, meditato ed attivo era quello di raccogliere dallo studio immediati ed utili insegnamenti a prò dell' educazione umana, non sapendo scindere un solo istante i destini dell' uomo da quelli dell' universo. Di qui il carattere filosofico, la tendenza coordinatrice e sintetica che prevale nei suoi studi.

2. Un dì — Egli era già vecchio — discorrendo a passeggio de' suoi anni universitari, mi indicava un caffeuccio in Pavia, nel quale gli era stato possibile risparmiare assai del danaro corrispostogli dalla famiglia, per raccogliere fin d' allora una discreta biblioteca. Egli dal '37 al '40 [1]) aveva seguito i corsi della facoltà filosofico-matematica, conseguendo con lode il dottorato negli studi d' ingegnere architetto; ma, prima che dottore, era già un dotto, nel senso che già aveva sentito la necessità di prendere la sua posizione di coscienza, se così posso dire, dinnanzi al grande problema « sul posto dell' uomo nell' universo », e di ponderare pertanto i pensieri che in proposito presso le scuole indiane, italo-greche, alessandrine e del cristianesimo, da Telesio a Galileo, da Cartesio a Comte erano stati discussi. In pari tempo, lungo questo cammino attraverso la storia del pensiero, le quistioni di fisica soffermarono principalmente la sua attenzione, e con speciale calore rivolgeva insieme lo studio ai grandi lavori fatti in questa scienza nel primo terzo del nostro secolo; cosicchè fin dal '40 Egli aveva potuto chiamarsi discepolo del Fusinieri.

3. Lasciata l' università, ritornò a Milano, attendendo alla *pratica* presso lo studio di uno degli ingegneri di maggiore riputazione; e qui, la professione obbligandolo sovente ad uscire nella campagna, il suo cuore ebbe una prima occasione di essere richiamato sulle tristi condizioni dei contadini, delle

1) Nacque in Milano il 31 Dicembre 1818 dal Dott. Tobia Cantoni e da Carlotta Strambio e morì nella città natia il 15 Luglio 1897.

quali più tardi si occuperà per iscritto e colla parola innanzi ai suoi elettori politici.

Non abbandonò frattanto i suoi studi teorici prediletti di fisica e filosofia; imperocchè da una parte parecchio tempo lo dedicava a tenere lezioni di fisica ed insieme s'era accinto ad esporre in uno studio ordinato e riassuntivo le ricerche sperimentali e teoretiche del Fusinieri, lavoro che tralasciò quando il Fusinieri stesso nel '44 raccolse in un sol volume le sue sparse memorie e lo Zantedeschi ne compendiò i risultati d'esperienza e la dottrina nel 1° libro della sua fisica; e dall'altra rivolgeva costantemente nella sua mente il vasto concetto di « uno studio accurato e piuttosto minuzioso dei rapporti e delle influenze reciproche tra la fisica e la filosofia, raffrontando di continuo le speculazioni dei filosofi e dei matematici colle teorie e colle indagini degli sperimentalisti; il tutto all'uopo di porre la base di una fisica generale veramente filosofica, la quale corrispondesse alla cosmologia degli antichi, per modo che le varie scienze riguardanti l'universo sensibile trovassero tutte in questa il loro punto di connessione, anzi il comun centro dei loro principî generali e delle singole loro teorie ». Ed è su tal ordine di idee ch'Egli apre la vita agli scritti, accennando all'utilità di siffatto lavoro in un articolo critico sulle Proposizioni di fisica popolare del Maiocchi, pubblicato il Luglio 1845 nella Rivista Europea sotto il titolo « *Del necessario rapporto tra la filosofia e le scienze naturali* », e svolgendone gli studî preparatorî o storici in tre lunghi articoli del Gennaio, Aprile e Maggio 1846 della Rivista stessa *(Del metodo nelle scienze fisiche):* anche nella difesa, contro la critica del Conti, dei principî, che il Fusinieri aveva posto a base della meccanica e della fisica, domina quel pensiero *(Di una controversia intorno ai principî razionali della fisica;* Riv. Europea, Agosto 1846).

Lo scritto « *Del metodo delle scienze fisiche* » dà lo schizzo dell'ingegno e della dottrina del Cantoni, ed il giornale, su cui apparve, dice l'animo patriottico dell'autore. Egli si propone modestamente di delineare per sommi capi l'andamento storico delle quistioni cosmologiche, desunte dalle diverse dottrine degli ontologici, dei matematici e dei sperimen-

talisti intorno ai principi delle cose naturali: ma invero da capo a fondo è una continua ed acuta discussione intorno a questi principì. Tantochè un lavoro così fitto di considerazioni e di raffronti, che ne formano il pregio fondamentale, non sarebbe possibile riassumerlo senza trascriverlo quasi per intero; eppertanto mi limito ad accennare com' Egli, considerando che uno studio storico sul *metodo* debba mettere in luce i principi più generali delle diverse scienze e specialmente delle filosofiche, parte dall' esame della *logica*, che riguarda i principi più generali della filosofia, rilevando la maggiore e minore considerazione in cui fu presa nelle varie scuole filosofiche, dalle più antiche alle più moderne, e lo stesso esame ripete sul *processo induttivo* e *deduttivo* dell' arte logica applicata al *metodo inventivo*, tessendo una vasta discussione sull' *ipotesi*, quale perno del metodo inventivo medesimo. A tale proposito esamina il grado di certezza o di probabilità dei principì metafisici, matematici e fisici, e discute il sussidio che la fisica trae dalla matematica per quanto riguarda le leggi ed i rapporti *quantitativi*, e che trae dai raziocinii filosofici per quanto riguarda la trattazione delle ragioni prime delle mutazioni fenomenali e delle relazioni *qualitative* dei fatti cosmici. Al metodo inventivo segue poi il *metodo espositivo* per un esteso trattato di scienze fisiche.

Ma su questa tela storica trova modo di illustrare ora questa o quest' altra scuola o dottrina, come la scuola pitagorica e la dottrina molecolare di Fusinieri e Paoli unitamente a quella della correlazione delle forze fisiche di Grove; ora di raffrontare e conciliare le vedute delle diverse scuole e di discutere o combattere le opinioni di varii pensatori: cosicchè attraverso la trattazione del metodo nelle scienze fisiche traspare lo schema di una vera cosmologia. Certo che Egli stesso più tardi non avrebbe sottoscritto ad alcune sentenze portate sulla filosofia considerata come scienza prima, scienza pura dell' intelletto in sè, e sull' importanza dei principì ideologici e metafisici nello studio della fisica e della matematica. Ancora un lustro però, e questa credenza sul prestigio delle funzioni intellettive di indagare il vero nelle regioni del sovrasensibile scomparirà affatto dalla sua mente.

4. Ma all' università, oltre la coltura individuale degli studî fisici e filosofici, ebbe campo di incominciare una coltura comune coi più distinti suoi coetanei, di cui l' intensità venne man mano crescendo colle speranze del risorgimento a libertà; coltura indefinibile in sè, perchè involgente la letteratura e l' arte, la storia e la politica, le scienze morali, economiche, giuridiche, filosofiche e quant' altre mai quistioni sociali; ma ben precisa e sicura quanto all' effetto di creare, senza alcun patto o parola d' ordine ed al di fuori ed al di sopra delle tendenze singole riflettenti gli studî speciali d' ognuno, un movimento spontaneo e concorde degli animi, un comun modo di sentire verso le aspirazioni alla dignità di vivere di vita libera ed italica, non di vita serva ed austriaca. E Giovanni Cantoni, non solo fu anzitutto un continuatore attivissimo del movimento di propaganda per tener viva la fede in un prossimo risorgimento mediante la circolazione fra i compagni di una scelta biblioteca; ma fu poi anche uno dei più attivi contrabbandieri dei pensieri di civiltà e libertà, contro il monopolio austriaco dell' ignoranza e della servitù, mediante l' importazione e la diffusione in Lombardia degli scritti dei migliori ingegni d' Italia e di fuori, scritti tendenti a quell' alta educazione nelle dottrine evoluzioniste e civili, tanto invise all'Austria e con sì odiose ed illecite arti inutilmente soffocate. Poichè, forse mai il principio della scolastica del « *nitimur in vetitum cupimusque negata* » trovò più meravigliosa conferma, come in quel prepotente desiderio ed in quella sovrana soddisfazione degli animi di educare e crescere gli ideali proibiti. Con quanta tenerezza Egli soleva, ancora ultimamente, guardare nell' angolo della sua biblioteca ove riposavano colla filosofia positiva di Comte e l' Encyclopedie nouvelle le opere perseguitate dalla censura! Quelli, soleva dirmi, erano i nostri santi, quasi per significarmi che essi, mentre correvano rapidamente ed avidamente di lettura in lettura, avevano inspirata, trasfusa e riscaldata nei petti una religione comune.

L' amore intenso alla coltura e la persuasione profonda, che colla lettura e le conoscenze personali sarebbe risultata efficace la disseminazione nelle città e nelle province lombarde

dei generosi sentimenti e dei forti propositi patriottici, gli inspiravano tutta quell' attività ch' Egli spiegò nei convegni in case private per contribuzioni ed acquisto di libri da divulgare tra amici; nei luoghi pubblici, come nei caffè, per concerti relativi ad alcune pubbliche dimostrazioni ed alle relazioni da stringere cogli amici delle varie provincie; nelle osterie per moltiplicare i contatti tra le persone dei varî ceti sociali e discorrere più liberamente sul da farsi.

Egli ancora fin dal '43 fu il fido consigliere e collaboratore del Correnti. Avevano insieme giornalieri ritrovi per la compilazione di studî da pubblicarsi nella Rivista Europea e negli Annali di statistica, per discutere intorno alle conferenze da tenersi e per la scelta dei libri ed opere da pubblicarsi a Lugano, che per contrabbando erano poi importati in Lombardia e diffusi dentro e fuori la città. È in casa sua che Cesare Correnti gli detta la traccia di una fierissima requisotoria contro i vantati diritti di conquista ed il governo umanamente delittuoso dell' Austria a proposito di un libro sulle relazioni politico-civili fra la Germania e l' Italia. È ancora presso di Lui che viene progettato e scritto il piano d' insurrezione in connessione colla circostanza del trasferimento da Milano a Brescia, per sospetto appunto di sentimenti liberali, del reggimento dei granatieri italiani. Ovunque insomma fossevi da fare o dire a pro' della santa causa Giovanni Cantoni era presente. Nei segreti convegni, per prender concerti intorno ai diversi modi di tener desta la pubblica attenzione sul mal governo straniero e sui bisogni del paese, per stendere i bollettini che segretamente poi erano in un lampo divulgati e per l' importazione clandestina e la distribuzione delle armi nella città; nella mischia delle passeggiate al corso di Porta Romana, per festeggiare i moti d'insurrezione di Palermo, al corso di Porta Orientale per la dimostrazione degli antifumatori, al corso di Porta Ticinese per l' ingresso dell' arcivescovo Romilli ad onoranza del papa che salendo alla tiara aveva gridato: Gran Dio benedite l' Italia! Egli ancora non mancava all' ultima discussione del 17 Marzo ed all' ultima riunione del 18 mattina, precedente lo scoppio della memorabile insurrezione. Non solo. Il piano dell' insurrezione stabiliva che le forze in-

tellettive e direttive venissero divise in tre parti: l'una doveva operare nella città sollevata al grido « Ordine, concordia, coraggio. Non si chiudano porte e finestre. Tutti fuori »; l'altra doveva spiare le mosse del reggimento in marcia da Milano a Brescia, nell'attesa che la rivolta di alcuni sottufficiali trascinasse alla diserzione buona parte del reggimento stesso, tentativo sfortunatamente fallito per le severe disposizioni prese dagli ufficiali austriaci; la terza, quali commissari della lega insurrezionale, doveva spingere all'armi la gioventù delle campagne finitime. Ora a quest' ultimo ufficio venne destinato il Cantoni, cui attese con febbrile attività; e il dì dell' eroica lotta era là alle mura della città cogli armati accorsi dalla Brianza, tutto pieno di fede frammezzo all' imponente insurrezione esterna, che tanto paventò l' austriaco, già sgominato da quella non meno imponente all' interno, ma nello stesso tempo rammaricato di non poter dividere coi compagni di dentro la gloria di quelle memorande barricate.

5. Fin quì l' illiade delle fatiche e dei sacrifici fu consolata dalla grande speranza; ma ora incomincia pel Cantoni l' illiade dei dolori, e, sommo fra i sommi, quello di vedere sfasciarsi di un tratto quella concordia fra gli animi ch' era costata così lungo ed intenso lavoro.

Cacciato l' austriaco, sorgono i partiti, di cui due principali : l' uno che insieme all' indipendenza aspirava ad un governo affatto libero, era il partito *indipendente* del Bertani, del Cantoni, del Cattaneo, del Cernuschi, del Correnti, del Maestri, per dire di alcuni; l' altro era il partito dei patrizi, il *piemontese,* che aveva pattuita l' unione col governo del Piemonte. Ma il Piemonte non credendosi pronto ed abbastanza forte ad inseguire l' austriaco, sorse il Governo Provvisorio, costituito in prevalenza da patrizi, colla tolleranza di Correnti a Segretario generale, affinchè il partito più forte, l' indipendente, non facesse causa da sè. Ed il dolore del Cantoni, quando il Governo Provvisorio deluse le aspettative del popolo, dimenticando tosto alcune vitali riforme invocate già dal governo nemico, e, dimenticando sì presto ancora di qual valore fosse capace il popolo, s' indugiò a raccogliere l' armi per ri-

cacciare lo straniero oltre il Mincio, raggiunse tal segno, che quell'anima generosa arrivò persino a mordere « il suo primo maestro », com' Egli chiamava il Correnti, di non essersi francamente alleato coi capi del partito indipendente e battere per la strada diritta.

Questa somma di cose e l'insufficienza dimostrata a respingere l'esercito austriaco, il quale, anzi, sempre più guadagnava terreno, crebbe a dismisura la diffidenza del popolo nel Governo e nelle forze dell'alleato; sicchè il Governo stesso accolse il partito che si costituisse un Comitato di difesa, di cui fece parte il Maestri, che chiamò a sè il Cantoni come segretario.

Ma il grosso delle truppe napoletane defeziona, gli avvenimenti di Sommacampagna e Custoza sono sinistri e le schiere piemontesi, inseguite dalle austriache, riparano scompigliate sotto Milano. Pure l'animo del Cantoni ebbe ancora un momento di gioia, quando, abbattendosi le case e le piante tutt' all' intorno al di fuori delle mura della città, ed accendendosi fuochi per incitare i cittadini alla difesa estrema, vide sorgere un' altra volta compatta in un comune ardire tutta la popolazione, gloriosa di rammentare all' orde nemiche il suo eroismo e decisa a ripetere le gesta delle cinque giornate. Stavolta vi sarebbe stato anche Lui alle barricate.

6. Se non che il Re di Piemonte già aveva pattuito la consegna di Milano agli austriaci, ed i cittadini più compromessi insieme col Governo Provvisorio ed il Comitato di difesa, dovettero rifugiarsi in Piemonte e nel Canton Ticino. In quest' ultimo riparò il Cantoni, anche per consiglio di Correnti e di Maestri, per costituirvi un Comitato a favore degli emigrati poveri e per raccogliere d' attorno i più risoluti del partito. Ed il viaggio doveva moltiplicargli il dolore in cuore, perchè da quegli stessi contadini, che poco prima aveva esortato alla rivolta, sentivasi rimproverare l' abbandono.

L' esilio lo chiamò alla coltura delle terre paterne; ma non lo assecondò la fortuna. Egli sorridendo diceva che le annate infelici s' ebbero fedele alleata la sua imperizia; sebbene gran parte della causa risiedeva nella larghezza senza

limiti del suo cuore verso la miseria delle classi diseredate della campagna. Ed è « laggiù in villa, dice Masserani, dove conobbi la giovane campagnuola, della quale Egli era per fare tra breve la compagna della sua vita, dandole insieme col proprio nome quella compiuta iniziazione intellettuale, che potesse intieramente a Lui pareggiarla, privilegio per lo più serbato alla nascita solenne od al censo ».

Frattanto non assopì gli ideali patriottici e non dimenticò le quistioni scientifiche; ma da una parte è sempre là nei ritrovi e nei convegni segreti « ai quali, dice Masserani, Egli or presiedeva maestro, ora interveniva discepolo, vuoti d'effetto immediato e quasi per la inadeguata potenza del numero risibili ad occhio profano, ma incommensurabilmente efficaci, per chi guardi alla virtù educatrice che li governava, a quella fonte di concordia, di costanza e di alacrità che sgorgavane »; dall'altra la vita fra i contadini lo invita a sollevare non solo le loro condizioni materiali, ma anche quelle dell'intelletto, e si pone a scrivere per loro nell'Amico del Contadino « Il Cielo e la Terra »; un cosmos popolare, in cui con amore ed affetto cerca di metter loro sott'occhi, affinchè non si perpetui mercè dei pregiudizii e dell'ignoranza il regno dell'ingiustizia e della miseria nel mondo, che la conoscenza delle cose naturali insegnerà loro le vie ed i mezzi di far fruttare di più la terra e con minor fatica, e l'istruzione nello stesso tempo li renderà più avveduti e migliori nella vita.

La pubblicazione della 1ª annata (1850), in cui svolse le proprietà generali dei corpi e la loro costituzione secondo la dottrina di Fusinieri e Paoli, gli diede occasione di mettersi in relazione con essi e col Zantedeschi; ed in una lunga lettera al Fusinieri stesso confida come stia riordinando e svolgendo i materiali « Del metodo nelle scienze fisiche », per scrivere una cosmologia diretta agli scienziati, di cui lo schema è riassunto nello scritto « Della filosofia naturale », che contiene rifusa in gran parte la lettera stessa al Fusinieri e che si collega ad una pubblicazione precedente « Dell'intimo nesso fra la scienza e la morale ». Questa cosmologia pei dotti, che doveva correre parallela all'altra popolare (svolta in diversi

capitoli dal '50 al '58), non apparve alla luce; ma pubblicò (1850-59) una serie di scritti su svariati soggetti di filosofia, di scienze naturali, di geologia, d'astronomia, di chimica, di mesmerismo, che in gran parte furono raccolti più tardi in un volume sotto il nome di « Studi su la filosofia naturale ». Pressochè tutti questi scritti furono pubblicati nel Crepuscolo, e quindi ben di rado manca in essi la nota fondamentale che l'ignoranza ed il dogma sono le arti dell'oppressione civile e morale, generatrici del dispotismo politico. E fra essi spicca quello su la vita e le opere di Galilei (1854), della filosofia sperimentale del quale fu da quel dì in poi il più caloroso ed instancabile propugnatore ed illustratore.

A vero dire già dal Novembre '51, allorchè veniva chiamato ad insegnare nella Scuola Vannoni annessa al Liceo di Lugano, nella prelezione al corso di fisica si era espresso chiaramente sulla differenza tra le scienze sperimentali e le dottrine metafisiche: « Vedete, diceva, quanta estensione e qual sicurezza siansi acquistate sul campo delle scienze naturali, solo in quest'ultimi tempi; e pur vedete qual mirabile concordia nei principî regni in questo campo affollato! E d'altra parte ponete a confronto i microscopici guadagni ottenuti in egual tempo dalle dottrine filosofiche; mentre che tra il sottile stuolo dei loro addetti ferve un'ostinata battaglia di principi, ognun d'essi contrastando agli altri il vanto d'aver posta la scienza sulle vere sue basi ». È press'a poco il ragionamento fatto da Mamiani quando intese stabilire le basi della filosofia sul metodo dei fisici e dei naturalisti; ma che nel '46 non pareva accettevole al Cantoni, perchè tal metodo interchiudeva alla filosofia ogni speculazione dogmatica ed ontologica, e « la filosofia solo, reputava allora, può avere una giusta visione del vero, perchè essa lo indaga nella totalità e nella essenza sua assoluta, laddove l'altre scienze ne studiano soltanto certe parti prese da sole e sotto limitati aspetti ».

Nel '52 lo Stato del Canton Ticino metteva mano ad una profonda trasformazione nell'istruzione, sopprimendo le corporazioni insegnanti, costituite da corporazioni religiose, ed assumendo esso medesimo l'alto compito. La riforma non poteva essere affidata a menti più sagge che quelle di Cattaneo

e di Cantoni; e questi stendeva il « Progetto di un corso di studi filosofici ripartiti in tre anni » pel nuovo Liceo, dove, seguendo l'ordine suggerito da Comte (matematica, meccanica, astronomia, biologia, fisica sociale), il 1° anno era dedicato alla matematica, che apre la mente al ragionare e non richiede alcun postulato dalle altre scienze, mentre è indispensabile alle scienze fisiche, che venivano impartite al 2° anno, le quali alla lor volta erano indispensabili alle scienze naturali, che venivano studiate nel 3° anno. La letteratura, la filosofia morale, la filosofia naturale costituivano rispettivamente nei tre anni gli insegnamenti letterari. Tale ristaurazione dell'insegnamento, lo sviluppo dato ai gabinetti scientifici e la dottrina dei maestri, quali Carlo Cattaneo, Giovanni Cantoni, Atto Vannucci, seguìti da altri valorosi come lo Zini, il Gaetano Cantoni, ii Lavizzari ecc., rendono ragione dell'alto grado cui giunsero allora l'istruzione e l'educazione nel Liceo di Lugano, di cui il Cantoni fu anche Rettore. A questa carica però dopo tre anni dovette rinunciare per dar mano più sollecita alla pubblicazione del Manuale di Fisica. Imperocchè, in mezzo alle tante occupazioni, Egli trovava modo di occuparsi pure di questo paziente lavoro, del quale uscì la prima dispensa nel '53 e la pubblicazione completa nel '57. Esso è la 1ª parte di un compendio di fisica, che dalle proprietà generali dei corpi si estende fino alla termologia, di cui fu fatta larga trattazione. La precisione del dire, la copia delle notizie e l'esposizione in forma elementare della teoria meccanica del calore e della dottrina della correlazione e dell'equivalenza delle energie fisiche sono veri pregi del libro.

Lugano poi deve al Cantoni la prima serie di osservazioni meteoriche ed i primi studi del clima locale (1858).

Nel '59, liberata la Lombardia dal dominio austriaco, Egli ritornò a Milano, dove fu chiamato ad insegnare la fisica presso la Scuola Reale Superiore, e nell'anno successivo fu nominato professore di fisica presso la R. Università di Pavia.

7. Qui non è più possibile, senza scrivere un volume, seguire cronologicamente l'operosità del Cantoni, e dovrò sfio-

rare rapidamente e partitamente le svariate manifestazioni della sua attività.

Già notammo come della teoria meccanica del calore sia stato uno dei primi sostenitori e volgarizzatori fra noi. Ma ancora dal '60 Egli in un corso di lezioni tenute alla Società d'Incoraggiamento di arti e mestieri di Milano espose una serie di studi sulle relazioni fra le calorie richieste a compiere talune trasformazioni nei corpi e le loro proprietà elastiche; studi che vennero poco dopo riordinati ed estesi nell'aureo libretto sulle « Relazioni tra alcune proprietà termiche ed altre proprietà fisiche dei corpi », in cui appunto, movendo dal confronto della legge di Dulong e Petit con quella dell'urto dei corpi elastici, viene studiando interessanti relazioni fra il calore speso a compiere determinati lavori molecolari nei corpi ed i coefficienti d'elasticità ed altre costanti dipendenti dalla coesione.

E su quest'ordine di idee ritornò in parecchi altri scritti, fra i quali, ad es., quelli sulla relazione fra la caloricità ed i moti brauniani, sulla legge di caloricità delle molecole dei corpi, sui vapori diffusi nell'interno dei liquidi, dove il felice concetto, che gli spazi intramolecolari dei liquidi sieno ripieni dei vapori generati dal liquido stesso e nelle condizioni di massima tensione, gli permette, oltre d'estendere le relazioni suddette, di interpretare i singolari valori di dilatazione dei liquidi a temperature superiori a quelle dell'ebollizione.

In mille incontri poi mise in evidenza l'importanza della dottrina meccanica contro quella della materialità del calore e dello studio delle varie azioni del calore sui corpi, ed Egli stesso con un metodo diretto tentò la ricerca del valor dinamico di una caloria.

Il campo, in cui pubblicò il maggior numero di scritti è quello indubbiamente dell'elettrologia. Mostrò come le macchine elettriche a strofinio si rendano più efficaci quando sono completamente isolate che non quando abbiano un elettrodo in comunicazione col suolo, cogliendo nello stesso tempo occasione per mostrare come fosse inutile di ricorrere a fluidi, che andassero o venissero dal suolo alla macchina, per rendersi conto delle sue funzioni. Il concetto poi che i coibenti strofi-

nati si polarizzino, lo condusse a migliorare le condizioni di funzionalità delle macchine stesse a strofinio con dischi e ad intraprendere una lunga serie di esperienze e di studi intorno ai coibenti armati. Ed appunto dietro un' analisi paziente sulla polarizzazione provocata da cariche indotte o comunicate o promosse per strofinio nei coibenti e sul limite di resistenza di questi alle cariche stesse Egli fondò la teoria del condensatore e dell' elettroforo.

L' analogia ch' Egli riscontra fra la polarizzazione elettrica dei coibenti e quella dei magneti, non solo lo conduce all' esame di molte relazioni che corrono fra i due ordini di fatti, ma ad esporre con semplicità i fenomeni elementari offerti dalle calamite e ad interpretare la diversa efficacia delle azioni esterne ed interne che i sistemi di più magneti manifestano quando sono variamente consociati, non che a congetturare la costituzione dei magneti stessi mercè l' ipotesi della consociazione di elementi bipolari.

L' analisi dell' elettroforo poi e del suo modo di funzionare, dove è necessario un coibente polarizzato permanentemente, che di continuo rinnovi per induzione le cariche sulle armature, ed un lavoro esterno, che contro l' aderenza elettrica sollevi lo scudo, affine di ottenere dalla macchina le manifestazioni elettriche, lo porta a completare la teoria della pila voltiana; dove il contatto eterogeneo, in analogia al coibente polarizzato dell' elettroforo, dev' essere considerato come la condizione potenziale per la trasformazione di un' energia diversa nell' elettrica; ma doversi poi spendere sul contatto eterogeneo l' energia termica svolta nelle reazioni chimiche della pila per mantenere la corrente nel circuito, in analogia al lavoro di strappamento dello scudo per rendere operoso l' elettroforo.

Parecchie esperienze inoltre istituì per venire in aiuto d' altri fisici a mostrare l' erronea opinione del Melloni sul fenomeno dell' induzione elettrostatica, il quale riteneva che l' elettricità eteronima *(indotta)*, provocata dall' induttore su un conduttore isolato, fosse priva di tensione e di facoltà induttrice, cioè fosse *dissimulata*, mentre solo l' omonima *(attuata)* fosse libera od in atto di tensione e distribuita su tutta

la superficie del conduttore, sebbene diversamente nei varî punti.

Meritano d'esser ricordate infine le ingegnose argomentazioni e svariate disposizioni sperimentali con cui appoggiò l'ipotesi di Schweigger, sostenuta da altri fisici, contro l'opposta di Ampère, circa i fenomeni elettromagnetici: che, cioè, invece di immaginare con Ampère che le calamite ed i loro elementi sieno dei solenoidi permanentemente percorsi da correnti dello stesso verso, si possa pensare come lo stato magnetico assunto da un reoforo attraversato da corrente si debba a ciò che le particelle disposte lungo il perimetro di ogni sezione trasversale del reoforo stesso formino un circuito compito di elementi magnetici regolarmente orientati. Però è necessario soggiungere che, se l'ipotesi d'Ampère presenta non lievi difficoltà, ancor questa non ne è esente; poichè, ad es., immaginando un reoforo tubolare percorso da corrente, se le sue sezioni trasversali corrispondono a circuiti magnetici chiusi, esso non dovrebbe esercitare alcuna azione magnetica all'esterno, e se questa si esercita all'esterno, non s'intende poi perchè essa non si eserciti anche all'interno.

Nel campo delle azioni molecolari ricorderò solo le ricerche sui moti brauniani, in cui venne alla deduzione ch'essi in generale debbano dipendere dalle differenze di velocità molecolari del liquido e del solido sotto una stessa temperatura, e le ricerche sull'imbibizione, in cui, ripetendo le esperienze di Matteucci e Cima sui tubi a sabbia, mostrò che la salita del liquido presenta due stadî: il primo, quello di coesione o di capillarità, che viene raggiunto rapidamente, il secondo, quello d'adesione, in cui il liquido assai lentamente, ma continuamente sale, pel fatto che il vapore del liquido stesso va man mano diffondendosi negli interspazii superiori, condensandosi alla superficie dei granelli di sabbia.

Studi sperimentali istituì ancora su due altri ordini di fatti: intorno alla produzione dei microrganismi ed intorno agli elementi meteorici.

Per più di un decennio ritornò molte volte sul primo argomento, seguendo il metodo di Spallanzani di suggellare a fusione di vetro entro un palloncino un po' di liquido organico, di

riscaldarlo per un tempo più o meno lungo a temperature più o meno elevate e di esaminarlo dopochè, per un qualche tempo, fosse stato mantenuto a temperature più basse. Gli risultò che la temperatura, cui cessa la produzione dei vibrioni in una soluzione organica, varia colla qualità e quantità delle materie organiche in essa disciolte, colla quantità d' aria racchiusa nei palloni e più ancora colla temperatura ambiente, cui si mantengono le soluzioni dopo il riscaldamento; in modo che quanto più la temperatura ambiente è al di sotto di 25°-27°, tanto più basso risulta il limite di temperatura, cui possono essere riscaldate le soluzioni, perchè dieno lo sviluppo di vibrioni. I vibrioni prodotti poi ed i germi periscono quando la soluzione viene riscaldata di nuovo alla temperatura di prima.

Qui inevitabilmente sorge la spinosa quistione della lotta fra i panspermisti e gli eterogenisti, ed il Cantoni propugnò l' ipotesi dell' eterogenia, non solo per vedute di filosofia naturale, ma perchè, ripetendo le esperienze di Pasteur con riguardo alle condizioni fisiche ora accennate, sempre ebbe produzione di vibrioni, e perchè non potè convincersi come i germi, al cambiare densità o qualità delle soluzioni o la massa d' aria racchiusa nei palloni, perissero a temperature più o meno alte, e la loro cottura potesse, fino ad un dato limite, essere portata tanto più oltre i 100°, senza che essi perdessero la facoltà dello sviluppo, quanto più prossima a 25°-27° fosse quella dell' ambiente, cui venissero di poi mantenuti.

Io mi guarderò bene dall' entrare in siffatta contesa e mi limiterò a ricordare che lo stesso Tyndall, di cui non è dubbia l' acutezza e la sagacia nello sperimentare, quantunque fosse contrario all' ipotesi dell' eterogenia ed avesse condotte le sue ingegnose esperienze in condizioni che lo stesso Cantoni dimostrò affatto improprie, pure in molte prove ebbe risultati non favorevoli alla sua tesi.

Alle ricerche meteoriche poi dedicò costantemente uno speciale amore. Fin da giovanetto, ripetendo le esperienze di Fusinieri sulla distribuzione della temperatura nei varî strati d' aria sovrastanti il suolo, confermò il fatto dell' inversione di temperatura, che, dopo il tramonto del sole, avviene fra gli strati d' aria più alti e più bassi, quelli alti, più freddi,

scendendo per legge idrostatica a sostituire quei bassi, più caldi; e si convinse insieme della giustezza della dottrina fusinierana sulla formazione della rugiada, come dovuta al deposito del vapor acqueo sollevantesi dal suolo caldo nei primi strati d' aria, allorquando questi strati, dopo il tramonto, erano stati sostituiti da altri abbastanza freddi, perchè la temperatura del vapore e degli oggetti fosse al di sotto del punto di saturazione del vapore medesimo. E tale dottrina con ulteriori osservazioni ed esperienze in più incontri divulgò e difese contro quella del Wells, fondata sull' ipotesi che il vapore proprio degli strati d' aria vicini al suolo si condensi pel raffreddamento dovuto alla radiazione notturna.

Notammo altresì come già a Lugano avesse intrapreso una serie di osservazioni meteoriche, facendone oggetto di studio pel clima locale. Ovunque di poi ebbe occasione di trattenersi per qualche tempo, non mancò di istituire delle osservazioni sugli elementi meteorici, come a Pavia, a Roma, a Varese, sul lago di Como, e trarne con istudi comparativi delle deduzioni utili pel progresso della meteorologia. E non meno utili sono le osservazioni su alcune speciali ed eccezionali distribuzioni di alcuni elementi meteorici che occorrono od occorsero in talune regioni, come le piogge dell' autunno 1868 e le minime temperature dell' inverno 79-80 nell' alta Italia, la distribuzione della temperatura e l' umidità in prossimità dei grandi laghi. Pel fatto che dal '65 al '78 fu chiamato alla Direzione della Meteorologia italiana, non solo si occupò del clima d' Italia e si sentì obbligato a promuovere in ogni parte del paese le osservazioni meteoriche, ma studiò ancora gli strumenti, la loro esposizione e le norme più opportune per le osservazioni stesse, affinchè i dati meteorici riescissero i più corretti e meglio confrontabili fra di loro. Così Egli istituì studî ed esperienze sui barometri, sui termometri, sugli psicrometri, sugli evaporimetri, sui lucimetri e sulle misure ozonoscopiche, ricercò le condizioni ed indicò le norme più opportune per l' esposizione degli strumenti negli osservatori e nelle *gabbie* o sotto gli *alberi* meteorici e si occupò della compilazione delle tavole meteoriche. Gli scritti infine su *gli intenti della meteorologia* (1866) e *la meteorologia agraria*

(1878) fanno fede com' Egli avesse ben compreso il campo di studi proprio della meteorologia generale e di quella utile all' agricoltura nel senso che oggi si va man mano facendosi più chiaro.

8. L' apostolato poi che il Cantoni intraprese nel diffondere i generosi sentimenti di libertà, lo continuò non meno ardentemente per liberare l' umanità dall' ignoranza, mediante la volgarizzazione delle cognizioni scientifiche. Notammo già come il cosmos popolare « Il Cielo e la Terra » fosse dettato per educare il popolo del contado a cercare nella natura collo studio e coll' operosità i mezzi di migliorare le proprie condizioni, anzichè aspettarli dal cielo, mostrando ad ogni piè sospinto come l' ozio e l' ignoranza sieno i due più temibili nemici del benessere sociale. Così a questo pensiero assiduo di educare ed istruire devesi la pubblicazione del *Manuale di Fisica;* delle *Lezioni* e del *Compendio di elettrologia;* delle *Lezioni di fisica;* delle *Lezioni sulla gravità, sulle condizioni fisiche dell'elasticità, sui principi fisici dell'idrostatica, sull' omogeneità dell' energie fisiche,* e gli *Elementi di fisica,* dei quali apparvero cinque edizioni. E l' apostolato assume la sua nota più alta nelle prelezioni, nei discorsi inaugurali, nelle commemorazioni di uomini grandi, ovunque era chiamato a tenere letture pubbliche, di cui fece sì tante e svariatissime. Le prelezioni su « L' ontologismo nella fisica » sono una severa critica delle vecchie idee ontologiche degli imponderabili di fronte alla teoria meccanica del calore e della dottrina della connessione, della conversione e dell' equivalenza delle energie fisiche. E nel discorso inaugurale « Scienza e Religione » è tutta la figura del Cantoni che alla vigilia del Concilio Ecumenico, radunantesi per condannare la politica nazionale e le libere aspirazioni della scienza, si erge contro il dogmatismo teologico; ed è difficile ancor oggi leggere pagine più inspirate all' esortazione degli uomini a fidare unicamente nelle proprie forze di braccio e di studio per viver migliori e meglio insieme, mostrando, con uno sguardo alla vita cosmica ed alla storia dei popoli, che, se il lavoro è una necessità per la natura, è un dovere per l' uomo ragionevole. Così non meno

elevati sono i sentimenti nei « Consigli agli studenti » di tener alto il dominio della ragione contro le insidie dell' oscurantismo.

Infine negli scritti in onore di Galileo, di Volta, di Belli, di Fusinieri, di Matteucci, di Gorini, di Lavizzari, di Garovaglio, di Tenca, di Cattaneo, di Correnti traspare intera l' immagine di se stesso. Imperocchè il campo si presta per esplicare tutto l' animo suo nelle aspirazioni e negli sforzi verso la conquista delle verità naturali; per mettere a nudo, di riverbero, illustrando le virtù cittadine degli altri, le proprie virtù; per trasfondere nel sistema sociale degli uomini i principì della vita regolare ed ordinata della natura. Egli aveva studiato e pensato assai, e con grande facilità sapeva entrare nel mondo dei pensieri altrui e recar fuori a pro' di tutti i tesori intellettuali quivi riposti. E perciò, sia nelle molte letture su quistioni geologiche, chimiche, biologiche, psicologiche, didattiche, economiche, sia nei discorsi politici o nelle calde orazioni per la cremazione o per l' inaugurazione di mostre scientifiche, artistiche, industriali traspira la nota elevata sui destini dell' uomo.

Lo straordinario numero poi di cariche e d' incarichi, cui fu chiamato dai Ministri, dall' Università, dagli Enti provinciali e comunali o dalle Associazioni cittadine, assorbì una parte non lieve della sua attività, ed ancora un lavoro che rimane nascosto all' occhio del pubblico, ma che non pertanto cessa di essere meraviglioso, fu il lavoro epistolare, cui dedicava non poco tempo della giornata. Imperocchè, dato l' uomo, per indole e per educazione votato al bene altrui, non poteva tradire se stesso, e perciò nessuno, che gli chiedesse consiglio, aiuto, conforto, rimaneva senza risposta.

9. Così dalla vita degli studi il nostro pensiero trascorre alla vita privata e sociale.

Come gli ardimenti patriottici erano in contrasto colla sua persona esile e di statura bassa, d' aspetto signorile, anche nell' abito; così la fisionomia severa ed austera, che assumeva innanzi al pubblico, era in contrasto coll' infinita gentilezza di modi, mitezza di carattere, dolcezza di cuore, che rivelava in

privato. Una pagina di romanzo o la rappresentazione d'una scena un po' emozionante gli richiamava sugli occhi copiose lacrime. La carità non battè mai indarno alla sua porta. A chiunque lo richiedesse della sua opera e del suo consiglio non aveva l'ardire, sebbene sopraffatto dal lavoro, di rispondere con un rifiuto; causa, come notammo, del cumolo di cariche, di letture, di conferenze, di lettere e relazioni cui si sobbarcò. Poteva ad alcuno sembrare un'ambizione o quel facile sentimento di molti, che non stimano possibile potersi compiere un'opera per bene, s'essi non vi pongono mano; mentre lo udii sovente lamentarsi mestamente, quando chi chiamato dalla fiducia dei cittadini o dei colleghi a cariche onorifiche vi si rifiutava. Bisogna pur bene, diceva, fare qualche sacrificio per gli altri. Anzi non ebbe mai gelosia di essere sopravanzato, ed esortava invece calorosamente a fare e far bene, cedendo volentieri il suo posto ai volenterosi. E poi era modestissimo. Al Fusinieri ed al Paoli, mandando il 1° capitolo del *Cielo e Terra*, in cui è svolta la loro dottrina molecolare, scriveva: vi offro cosa vostra, che vi appartiene. Così devesi alle tenaci insistenze di alcuni suoi amici, s'Egli presentò domanda di concorso alla cattedra di Pavia, perchè Egli si riputava ben lungi dall'esser degno di succedere al Belli.

Innanzi all'essere umano sentiva un mistico, un religioso rispetto. Già nel bambino vedeva il cittadino, che, fra breve, laborioso e sapiente coopererà colle proprie forze a spingere innanzi il sistema umano verso la perfettibilità. Di quì la vera passione, tutta l'anima che metteva nell'insegnamento, e l'amore paterno di cui circondava i suoi discepoli. Alla sua famiglia poi ed a quella dei suoi parenti portò un affetto immenso.

Nei pochi momenti che non pensava, era sempre d'umore allegro e spesso faceto, senza affettazione; e la sua spontanea, bonaria famigliarità infondeva tosto nell'animo la più illimitata fiducia ed un devoto sentimento di benevolenza. Egli pensava assai, direi quasi sempre, alle sue occupazioni: di quì la grande sobrietà e ritiratezza della vita. Gli studiosi poi dovettero sempre invidiargli la preziosa fortuna di un'intensa concentrazione del pensiero insieme alla facoltà di lavorare per un numero straordinario di ore al giorno, anche in tarda età,

e per qualsiasi periodo di tempo, senza risentirne stanchezza e senza il minimo danno fisiologico. Egli non sofferse mai alcun male, e conservò sempre una salute giovanile, sebbene fosse l' antitesi di qualsiasi esercizio ginnastico; chiuse la vita senza accorgersene, senza alcun dolore: la vera morte del giusto.

Fu disinteressato fino all' esagerazione. Gli avvenimenti del risorgimento e la pietà verso la miseria dei contadini concorsero non poco a dar fine al patrimonio paterno: nulla, di quant' Egli stesso guadagnò, volle destinare agli accumuli: benchè verso quell' età, in cui i bisogni della vita incominciano a farsi sentire più potenti, non aveva neppur pensato a trar pro' del beneficio di far valere come utili per la pensione gli anni dell' esilio.

10. Con siffatte doti, confortate dall' autorità dell' ingegno e della coltura, dal desiderio del bene di tutti, da una esemplare prudenza e rettitudine nel giudicare e nel fare, da un pensiero continuamente meditato ed operoso pel miglioramento dell' istruzione e dell' educazione, di cui possedeva una visione netta ed armonica, non poteva non accattivarsi la stima e fiducia in ogni dove.

Così fece parte (1860-63) della Commissione Civica per gli studi nel Comune di Milano, quando ne era consigliere, ed insieme con Correnti, Tenca ed altri mise mano nel '61 al lungo e coscienzioso lavoro per la riforma ab imis fundamentis dell' istruzione elementare della città. Resse l' Università di Pavia dal 62 al 68 e più tardi ancora per un biennio con inestimabile vantaggio di quell' Istituzione, cui portò un caldissimo affetto, e presso la quale tenne altresì la Presidenza della Facoltà di Scienze e la Direzione della Scuola di Magistero, Scuola sorta per opera sua, come più tardi l'Istituto geofisico.

La sua benefica operosità era apprezzata non solo dai colleghi, ma anche dai cittadini, che lo vollero più volte nel seno delle pubbliche Amministrazioni del Comune e della Provincia di Pavia, e la sua parola sapiente, ascoltata con riverenza in città, la era con deferenza al Ministero.

Sull' esempio della Francia, seguito poi da vari Stati di Europa e d'America, Matteucci otteneva nel '63 l' assenso dal Governo, e nel '65 riesciva all' intento di istituire presso il Ministero della Marina un ufficio centrale per il servizio marittimo dei presagi del tempo, dal quale ufficio poco dopo veniva pure pubblicato ogni dì lo stato meteorico d' Italia e di alcune regioni d' Europa. Nel frattempo la Direzione di Statistica del Ministero d' Agricoltura, distribuendo strumenti e sussidî, e pubblicando i dati di molti osservatori d' Italia, veniva stabilendo un importante servizio centrale per la meteorologia italiana, di cui il Cantoni tenne la Direzione fino al '78. Quant' Egli si sia adoperato a promuovere in Italia il progresso di questi studî, dei quali, come più addietro notammo, aveva una speciale predilezione, ne fa fede il fatto che il Ministero sentì in seguito la necessità di istituire un grande ufficio distinto, qual' è oggi l' importantissimo Ufficio Centrale di Meteorologia e Geodinamica.

Il Matteucci, quando fu Ministro (1862), si giovò assai dei consigli del Cantoni nell' ideare quel compiuto sistema di organizzazione degli studî, che egli stesso poi deformò per la facile condiscendenza verso i desiderî e le opinioni altrui. E quando salì al Ministero il Correnti (1870), questi scrisse tosto al suo sapiente e laborioso consigliere: « ho bisogno ancora del tuo aiuto » ed il Cantoni, che dagli elettori di Menaggio ebbe il mandato di rappresentarli alla Camera nella X e XI legislatura, ascese il Golgota del Segretariato generale. Furono due anni di martirio: oscillare per lungo tempo da Firenze a Roma sotto il peso di un arduo ed esorbitante lavoro, inasprito da continui atti di abnegazione, pel riserbo imposto dall' ufficio, verso le insidie degli avversari e dei falsi amici, senza il conforto neppure di poter recare in porto quel lavoro costantemente pensato, dagli anni di Lugano in poi, sulla riforma della pubblica istruzione. Ebbe però la consolazione, col trionfo della legge concernente l' obbligo dell' istruzione elementare e laica, di aver potuto rifare le barricate, stavolta contro l' oppressione jeratica.

Egli fece parte del Consiglio dell' Istruzione superiore, tecnica, industriale e professionale e di quello generale di me-

teorologia e geodinamica; del Comitato per gli studî di perfezionamento: della Giunta pel riordinamento degli osservatorî, per l'unificazione dei metodi d'osservazione e di pubblicazione dei dati meteorici nei varî Stati e per l'esposizione degli strumenti scientifici in Londra. Rappresentò l'Italia nei congressi meteorologici nazionali ed esteri, e fu socio di pressochè tutte le Accademie scientifiche d'Italia. Sarebbe poi interminabile l'elenco degli uffici ch'egli sostenne ora come giudice nei concorsi, ora come commissario o delegato dei Ministerî per ispezioni o per rappresentanze. Ma tuttociò per conto delle Stato; ora era altresì difficile che sorgesse in Lombardia un'associazione di cittadini per promuovere un'idea decisamente liberale, che non volgesse l'occhio al Cantoni e non facesse assegnamento sul senno e sulla cooperazione di Lui. Ed Egli, sempre buono, correva a leggervi il suo fascicolo pieno di pensieri e di ammaestramenti, tratti dalle vicende consorelle della vita, della natura e degli uomini. Di tutte ricorderò solo la Lega della Società italiana di Cremazione, di cui era Presidente, perchè siffatta istituzione ravvolgeva per Lui un concetto dei più cari, dei più amati, pari all'alto sentimento che nutriva pel culto dei morti. Tantochè non gli pareva vero che si potesse combattere, meno che dal clero in omaggio all'ignoranza, un modo così semplice ed idealmente bello di restituire alla natura i materiali, che ella ci prestò per erigere l'edificio fondato dall'impulso dell'amore. Correnti lo chiamava « un ateo spiritualista » ed aveva ragione. Egli voleva che la vita degli uomini fosse doverosamente bella, come necessariamente belle sono le manifestazioni della natura. Ma perciò bisogna che l'uomo salga a quella doverosa dignità di sè, che fa necessariamente bella ed amata l'esistenza degli altri. La libertà è il primo fattore della dignità; quindi al culto di essa consacrò tutte le forze dell'animo e dell'ingegno; e come, giovane, coopera ardentemente all'insurrezione, così, in ogni età, è pronto per lei a rifare le cinque giornate. Ricordo ancora, quando nell '85 i tumulti degli studenti di Torino, che erano sorti in difesa di un loro maestro maltrattato dalla questura, fanno dettare al Ministero una circolare contro le riunioni in gruppi degli studenti entro le università

ed un consiglio di non doversi occupare della politica del loro paese. Egli, il vecchietto pressochè settantenne, sentendo da tali disposizioni emanare un lezzo austriaco, nel chiudere il suo meditato discorso inaugurale « di un probabile ordinamento degli studî superiori in Italia », sorge a gridare agli studenti: « io non vi dirò, come forse altri farebbero, che la gioventù universitaria debba solo occuparsi de' proprî studî, senza punto curarsi degli alti ideali della nazione nostra. A costoro voi potreste ricordare, ciò che troppo presto hanno forse dimenticato, che se non fossero stati quei generosi ardimenti e quei segreti convegni dei quali questo ateneo ci porse un memorabile esempio negli anni che precedettero la nostra riscossa, le provincie lombarde non sarebbero apparse le prime a redimersi dalla servitù straniera ».

Ma la libertà vera non è compatibile coll' indifferentismo, coll' ozio, coll' ignoranza; perciò combatte il clericalismo per sostituire alla preghiera ed alla rassegnazione il lavoro e la fiducia nelle proprie forze, alla credenza ed alla superstizione il ragionamento e lo studio. E lo combatte senza reticenze, sia che parli ai giovani, quando ammonisce « essere necessaria cosa, e massime per noi italiani, lo stringere ben saldi i vincoli di una efficace e gagliarda lega tra le varie schiere di cultori della scienza, per resistere ai fieri attacchi che il gesuitismo ed il clericalismo consociati, van predisponendo con insidiose arti contro l' alta scienza moderna, voglio dire contro il dominio della ragione »; sia che parli dinnanzi alla statua di Volta, quando avverte: « Badate, o Signori, che i nemici della scienza, sotto veste di campioni della fede, sono vigili sempre ed astuti oltremodo. Talchè, imitando un celebre motto, io vi raccomanderò di tener bene aperti gli occhi e pronte sempre le armi della ragione e della civiltà ».

Questa vivacità di lòtta per un uomo così equilibrato potrebbe lasciar credere a molti che l' animo suo nutrisse odio od ira contro le persone del clero. No. E quante di queste ebbero l' incontro di conoscere o sentirono il bisogno di avvicinare il Cantoni, potrebbero recisamente farne fede. Ma per non entrare in particolari, basterà ricordare quest' esempio. La breccia di Porta Pia aveva messo in una seria e logica

apprensione i gesuiti e fra questi il padre Secchi, il quale anzi aveva tosto manifestato l'animo di mettersi in salvo in America. Egli poi, giust' allora, era sulle mosse per una lontana missione scientifica, e, pei nuovi fatti, non credeva di poterne accettare l'incarico da un Ministero complice dell'usurpazione di Roma. Ma il Cantoni il 30 Settembre (1870) gli scrive: « mi terrei felice se potessi aver tempo d'essere con voi a discorrere dei nostri studi ed insieme a far voti pel migliore avvenire delle grandi quistioni che ora s' agitano nel campo della politica e della civiltà. E più in particolare vorrei mostrarvi come gli uomini di scienza sanno allearsi coi banditori devoti della religione, quando la verità e la carità sieno le guide delle opere e dei pensieri nostri », e le paure e gli scrupoli cessarono, perchè il Secchi aveva ben diritto di riposar tranquillo sui sentimenti che esprimevagli l'animo elevato del tenace oppositore delle arti dei suoi correligionarì.

11. Dovrei infine ricordare che, oltre essere chiamato alla dignità di Deputato e di Senatore, fu insignito altresì di numerosi titoli onorifici; ma di questi non parlo, perchè Egli stesso li tollerò come una forma di ringraziamento, e nulla più, per le sue fatiche. Furono bensì davvero tutti segni di ammirazione verso il fervido sacerdote del lavoro, che la riconoscente coscienza dei cittadini collaudava; ma sono troppo spesso associati all' intrigo ed alla fortuna, perchè qui convenga farne ricordo.

Quest' uomo che ebbe tanta parte nella vita morale, civile ed intellettuale del paese, che non desiderò mai destare intorno a sè alcun rumore, sebbene abbia avuto relazione con quasi tutti gli uomini eminenti, di cui fu ricca l' Italia in quest' ultimo mezzo secolo, e molti di essi si sieno valsi largamente di Lui, quest' uomo a ben altro titolo mirò costantemente con tutta la forte volontà della sua alta mente. Lo studio della filosofia naturale gli aveva insegnato che anche una semplice pietruzza, quand' è caduta, non può colla sola energia prodotta dalla caduta medesima essere riportata al suo posto in alto. L' umile fatto segna un passo innanzi dell' universo, su cui non si ritornerà più; ma nella storia della natura ne resta

segnata per sempre la traccia. Ed Egli lavora senza posa, per tutta una lunga vita, con fervore indicibile, a trasfondere dovunque ed a tutt' uomo i moti del suo animo generoso e del suo ingegno valoroso, perchè essi lascieranno nella vita e nella storia degli uomini, per legge di natura, la loro traccia incancellabile. Così Egli intese la sua vita eterna, ed è appunto così ch' Egli vive sempre fra noi e vivrà per sempre fra i posteri nella *vis viva* trasfusa e tramandata delle sue virtù.

G. GEROSA.

Elenco delle pubblicazioni di GIOVANNI CANTONI.

1845. Del necessario rapporto tra la filosofia e le scienze naturali; in proposito di un recente trattato di fisica - *Rivista Europea*, fasc. I, sem. II, Milano.

1846. Del metodo nelle scienze fisiche - *ivi*, fasc. I, IV. V, sem. I.

» Di una controversia intorno ai principî razionali della fisica - *ivi*, fasc. II, sem. II.

1848. Delle condizioni economiche e morali del contadino della bassa Lombardia - *Italia del popolo* 1848. N. 60, 61, 62, 65. Milano.

1850. Cielo e Terra - Proprietà generali dei corpi e nozioni sperimentali su la loro costituzione fisica - *Amico del Contadino*, Ann. I, p. 93. Milano Dottor Francesco Vallardi ed.

» * [1]) Dell'intimo nesso tra la scienza e la morale - *Crepuscolo*, A. I, N. 9, Milano.

» * Della filosofia naturale - *ivi*, N. 20 e 22.

» * Accademia di filosofia italica - *ivi*, N. 25.

» * Sulle teorie mesmeriche - *ivi*, N. 40, 41.

1851. Cielo e Terra - Descrizione degli astri formanti il sistema solare; idea dei sistemi stellari; moto diurno della terra; gravità - *Amico del Contadino* A. II, pag. 175. Milano. Dott. F. Vallardi ed.

» * Sui terremoti - *Crepuscolo*, A. II, N. 7, 8, Milano.

» * Su le teorie geologiche - *ivi*, N. 11, 12.

» * Assunto della moderna filosofia - *ivi*, N. 14.

» * Sull' origine delle montagne - *ivi*, N. 22, 23, 24.

» I principî e gli elementi della fisica (di Zambra) - *ivi*, N. 33.

» * Su la interna fluidità della terra. A proposito dell' opera: *Pensieri sulla resistenza e sulla densità della crosta terrestre*, del Prof. G. Belli - *ivi*, N. 41, 42.

1) Le pubblicazioni segnate coll' asterisco furono riprodotte nel libro « Studi sulla filosofia naturale ». Pavia, 1865; Bizzoni, ed.

1851. * **Lettura inaugurale della Scuola di Fisica sperimentale e di Storia naturale Vanoni in Lugano - 24 Novembre 1851. Lugano, G. Fioratti, ed.**

1852. Cielo e Terra - Figura della terra; movimento annuo della terra; stagioni; diverse fonti del calore terrestre - *Amico del Contadino*, A. III, p. 171. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

» * Progetto di un corso di studi filosofici repartiti in tre anni - Supplemento al foglio ufficiale del Canton Ticino (21 Aprile).

» Sui trattati di chimica del Selmi - *Crepuscolo*, A. III, N. 21, 22, Milano.

» Studî sui fenomeni plutonici: due lettere - *ivi*, N. 26, 39.

1853. Cielo e Terra - Calore proprio nell'interno della terra; congetture sulla formazione del sistema solare - *Amico del Contadino*, A. IV, pag. 171. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

» * La chimica organica - *Crepuscolo*, A. IV, N. 39, 40. Milano.

1854. Cielo e Terra - Concetto scientifico dei termometri; norme per ben costruirli ed usarli - *Amico del Contadino*, A. V, pag. 97, Milano, Dottor F. Vallardi, ed.

» * La vita e le opere di Galileo Galilei - *Crepuscolo*, A. V, N. 11, 12, 13, 15, 16. Milano.

» La creazione terrestre - *ivi*, N. 47.

1855. Cielo e Terra - Cautele per l'uso dei termometri; variazioni diurne ed annue della temperatura; circostanze determinanti il clima d'un paese - *Amico del Contadino*, A. VI, p. 135. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1856. Cielo e Terra - Le leggi della natura; cause dei fenomeni: l'uomo può impedire l'avvenimento di alcuni fatti e modificare gli effetti di alcuni altri; esempî; dati termometrici per molti punti terrestri; osservazioni relative; linee isotermiche per i mesi di Gennaio e di Luglio; considerazioni - *ivi*, A. VII, pag. 144.

» La proprietà fondiaria in Lombardia - *Crepuscolo*, A. VII, N. 14, 15, 18, 20, Milano.

1857. Cielo e Terra - Climi continentali e marittimi; cause di loro differenza; influenza reciproca nei litorali; correnti marittime; venti alisei; aria; sua espansibilità e peso - *Amico del Contadino*, A. VIII, pag. 148. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

» Manuale di Fisica - di pag. X, 695, Lugano, Tip. Neladini e Comp.

« Chiave della scienza di Brewer - *Crepuscolo*, A. VIII, N. 14, Milano.

« Osservazioni sulle perturbazioni barometriche occorse in Lugano nei giorni 11 e 19 Settembre - *Gazzetta Ticinese*, Settembre 1857. Lugano.

» * Di alcuni principi della filosofia naturale - *La Ragione*, N. 129 e 130, Milano.

1858. La proprietà fondiaria e la popolazione agricola in Lombardia - *Amico del Contadino*, A. IX, p. 158. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

» Cielo e Terra - Consigli morali; effetti e valori della pressione atmosferica; preparazione ed uso del barometro - *ivi*, p. 161.

» Osservazioni meteoriche triorarie - *Gazzetta Ticinese*, 1858, Lugano.

» Riassunto delle osservazioni del mese di Gennaio 1858, con confronto collo stato meteorico generale d'Europa - *ivi* Febb. 21, 23, 25.

» La V cometa del 1858 - *ivi*, Settembre 1858, N. 145, 147, 149.

» Riassunti mensili delle osservazioni meteoriche del 1858 - *ivi*, N. 37, 54, 78, 100, 110, 133, 150, 165, 176, 195. Anno 1859, N. 12.

1859. La proprietà fondiaria e la popolazione agricola in Lombardia - *Amico del Contadino*, A. X, pag. 147, Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1859. * Di alcuni intenti delle scienze naturali - *Crepuscolo*, A. X, N. 5, 6, 8, Milano
 » Osservazioni meteoriche triorarie - *Gazzetta Ticinese*, 1859, Lugano.
 » Studi sul clima di Lugano - *ivi*, Ottobre, N. 155.
 » Su alcune relazioni tra i fenomeni meteorici ed astronomici - *Crepuscolo*, A. X, Milano.

1860. Sunto di un corso di lezioni sui fenomoni elettrici e magnetici - Vol. in 16°, pag. 114. Milano. Dott F. Vallardi, ed.
 » Cenni sul Prof Giuseppe Belli - *Perseveranza*, 19 Giugno 1860. Milano,
 » Lo stesso - Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1861. * Nuovi studî matematici sulla teoria meccanica del calore; difficoltà relative al calore specifico dei corpi, risolte con riguardo alle loro calorie di dilatazione; calorie di fusibilità, di fusione e di soluzione dei solidi in rapporto alla loro coerenza relativa; alcuni errori di Person; calorie di vaporazione dei liquidi in rapporto con altre loro proprietà fisiche - *Perseveranza*, 26 Luglio 1861, Milano.
 » * Sul metodo nelle scienze fisiche - Risposta al Prof. Vera - *ivi*, 19 Settembre 1861.
 » Intorno alle osservazioni meteoriche intraprese in Pavia - *Gazzetta della Provincia di Pavia*, 1, 3, 8 Maggio 1861, Pavia.
 » Su l'osservatorio meteorico in Pavia - *ivi* N. 94, 95.

1862. Relazioni tra alcune proprietà termiche ed altre proprietà fisiche dei corpi - Vol. in 8° di pag. 102, Pavia. Bizzoni, ed.

1863. Sui fenomeni elettrici e magnetici - Compendio di elettrologia - Vol. in 16° di pag. 143 con inc. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1864. Sulle variazioni di temperatura promosse nei liquidi da alcuni movimenti - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. I, pag. 145.
 » Osservazioni su la evaporazione e diffusione dei liquidi - *ivi*, pag. 183.
 » Sulla permeazione dei liquidi nei solidi porosi - *ivi*, pag. 295.
 » La stessa - Aggiuntevi alcune posteriori esperienze - *Nuovo Cimento*, V. XIX, pag. 269 Pisa.

1865. Su le azioni mutue delle correnti elettriche colle magneti e sulle correnti d'induzione - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. 2, pag. 65.
 » Sull'opuscolo del Prof. Rinaldo Ferrini - *Saggio di esposizione elementare della teoria dinamica del calore* - *ivi* pag. 78.
 » Studî sulla filosofia naturale (Raccolte di articoli già apparsi nel *Crepuscolo* e nella *Perseveranza* dal 1850 al 1861) - Vol. in 16° di pag. 306. Pavia, Bizzoni, ed.
 » Su le correnti d'induzione - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. 2, pag. 256.
 » Generazione spontanea degli infusori - *ivi*, pag. 347.
 » Di alcune sperienze sull'eterogenia in vasi chiusi e con sostanze bollite ad atmosfera arroventata, dei professori Mantegazza e Cantoni - *ivi*, pag. 264.
 » Sunto delle lezioni di fisica date nel 1864-65 nella R. Università di Pavia, di pag. 160, litografate. Milano. Litogr. Bertotti.

1866. Gli intenti della Meteorologia - *Il Politecnico*, Marzo 1866, Milano.
 » Sul calore prodotto dalla permeazione dei liquidi nei solidi porosi - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. 3, pag. 135.
 » Su la paragonabilità delle osservazioni ozonoscopiche - *ivi*, pag. 158.
 » Relazione intorno alle esperienze sulla produzione dei vibrioni in liquidi bolliti, fatte in unione al Prof. Ochl - *ivi*, pag. 243.

1866. Su alcuni casi di correnti d' induzione - *ivi*, pag. 350.
» L' ontologismo nella Fisica - Vol. in 16° di pag. 84, Pavia. Bizzoni, ed.
1867. Su l' isolamento delle macchine a strofinio - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. 4, p. 126.
La stessa - *Nuovo Cimento.* V. XXVI, p. 162, Pisa.
» Sul raffreddamento dei gas per rarefazione - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V. 4, p. 135.
» Relazione sull'opera del Dott. Lavizzari - *Nouveaux phénomènes des corps cristalisés - ivi*, pag. 205.
» Su la produzione degli infusorii in liquidi bolliti - *ivi*, pag. 275.
» La stessa con varianti e nota - *Nuovo Cimento*, V. XXVI, Pisa.
» Altre sperienze su la produzione degli infusorii - *Rend. R. Ist. Lomb.* Cl. I, V 4, pag. 321.
» Su le macchine elettriche ad induzione - *ivi*, pag. 328.
» La stessa - *Nuovo Cimento*, V. XXVII, p. 97. Pisa.
» Sommario di un corso di lezioni sulla gravità dato nel 1867 - Vol. in 16° di pag. 62, Pavia. Bizzoni. ed.
» Lezioni sulle condizioni fisiche dell'elasticità - Vol. in 16° di pag. VII, 96 - *ivi*.
» Tavole ad uso della meteorologia - *ivi*.
1868. Su alcune condizioni fisiche dell' affinità e sul moto browniano - *Rend. R. Ist. Lomb.*, S. II, V. 1, pag. 56.
» Sperimenti e considerazioni su alcuni punti di elettrochimica e di elettrofisiologia - *ivi*, pag. 277.
» Ricerche sull' eterogenia - *Gazzetta Medica italiana - Lombardia*, S. VI, t. I, Milano.
» La creazione di alcuni organismi - Dialogo. Vol. in 16°, pag. 67, Milano. Brigola, ed.
» Su l' eterogenia - *Rend. R. Ist. Lomb.*, S. II, V. 1, pag. 319.
» Su alcuni principii d' idrostatica - *ivi*, pag. 443.
» Riflessi sulla nota del Prof. Riatti: *Delle trasformazioni del movimento meccanico in movimento calorifico, osservabili nei corpi ruotanti - ivi*, pag. 586.
» Su le opere e gli scritti di Carlo Matteucci - *Il Politecnico*, Luglio, Agosto 1868, Ser. V, Vol. VI. pag. 75 e 225. Milano.
» I principii fisici dell' idrostatica - Vol. in 16° di pag. 103, Pavia. Bizzoni, ed.
» Relazioni fra alcune proprietà termiche ed altre proprietà fisiche dei corpi - II ediz. con aggiunte - Vol. in 16° di pag. 176, *ivi*.
» Sulle pioggie dell' autunno 1868 nell' Alta Italia - *Rend. R. Ist. Lomb.* V. 2, pag. 403.
1869. - Sull' elettroforo e sull' induzione elettrostatica - *ivi*, S. II, V. 2, p. 26 e 109.
» Osservazioni sulla nota di V. Riatti intorno alla causa dell' incandescenza dei bolidi - *ivi*, pag. 47.
» La elasticità e la caloricità nei corpi - *ivi*, pag. 201, 231, 334.
» Il galvanometro nell' elettrostatica - Sperienze di Cantoni e Brusotti - *ivi*, pag. 304.
» Sperienze d' elettrologia - *ivi*, pag. 436, 581, 648, 724, 846.
» Riflessi sulla nota del Prof. Giordano intorno alle comuni macchine elettriche, *ivi*, pag. 917.
» Ancora sulle macchine a strofinio - *ivi*, pag. 973.

1869. Ancora sulla produzione degli infusorii in palloni suggellati ermeticamente e scaldati oltre i 100 gradi - *ivi*, pag. 1131.
» Sull'efficacia delle macchine a strofinio modificate - *ivi*, pag. 1205.
» Scienza e religione - Orazione inaugurale degli Studii Universitari in Pavia - Milano. Dott. F. Vallardi. ed.
» Questioni di elettrologia - Vol. in 16⁰ di pag. 96, Pavia. Bizzoni, ed.
1870. Elementi di fisica - Vol. in 16⁰ di pag. 970 con numerose incisioni, Milano. Dott. F. Vallardi, ed.
1871. Del metodo e dei limiti delle cognizioni nelle scienze sperimentali - Prelezione al corso di fisica medica letta nell'Università Romana - *Archivio di Medicina, Chirurgia e Igiene*, A. IV, fasc. I.
» Lezioni di fisica date nella R. Università di Pavia - Vol. in 16⁰ di p. 239. Milano. Dott. F. Vallardi, ed. - (Riproduzione con variazioni ed aggiunte dei *Sunti di Lezioni* Ed. Bertotti 1865).
1872. Su un lavoro critico del Prof. A. Eccher intorno all'elettroforo e all'induzione elettrica - *R. Accad. Lincei*, S. I, V. 25, pag. 41.
» Id. II nota - *ivi*, pag. 71.
» Sui condensatori elettrici - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 5, pag. 613.
» Di un'altra analogia fra la polarizzazione elettrica e la magnetica - *ivi*, pag. 708.
» Sulle calorie di combinazioni dei corpi - *ivi*, pag. 711.
» Di un'altra analogia fra la polarizzazione elettrica e la magnetica - nota II *ivi*, pag. 737.
» Priorità del Prof. Villari in alcune esperienze elettromagnetiche - *ivi*, pag. 1031.
» Su i varii modi di esplorazione elettrica e sull'influenza delle ipotesi in elettrostatica - *R. Acc. Lincei*, S. I, V. 26, pag. 23.
1873. Sui condensatori elettrici - *Rivista Scient. Ind.* Gennaio. Firenze.
» Opinioni del Belli sui condensatori elettrici - *ivi*, Gennaio.
» Su un'esperienza di elettrostatica - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 6, p. 27.
» Importanti osservazioni di G. B. Beccaria sui condensatori elettrici - *ivi*, pag. 112.
» Su alcuni principii di elettrostatica - Vol. in 16⁰ di pag. V, 64, Milano. Dott. F. Vallardi, ed.
» Nuova analogia fra la polarizzazione elettrica e la magnetica - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 6, pag. 243.
» Su alcuni punti controversi di elettrostatica - Milano. Dott. F. Vallardi, ed.
» Dubbi su alcune teorie geologiche - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 6, p. 310.
» Su la polarizzazione dei coibenti - *ivi*, pag. 812 e 845.
» Elementi di Fisica - II ediz., Vol. in 16⁰ di pag. 599 con molte inc. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.
1874 Sugli studii relativi alla questione dell'eterogenia - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 7, pag. 262.
» Sul limite di resistenza nei coibenti elettrici - *ivi*, pag. 263.
» Esperienze di elettrostatica - Nota I - *ivi*, pag. 522.
» Agli elettori del collegio di Menaggio - Rendiconto - Milano. Dott. F. Vallardi, ed.
» Su talune particolari forme di cirri - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 7, pag. 856.
» Esperienze di elettrostatica - Nota II - *ivi*, pag. 860.

1875. Relazione a S. E. il Ministro di Agric., Ind. e Comm. Sul servizio meteorico nel 1874 - *Suppl. alla Met. It. 1874.* Tip. Cenniniana, Roma.

» Risposta alle questioni del programma proposto dal Pres. del Comitato Internazionale permanente per la Meteorologia - Append. ai processi verbali della seduta tenuta in Utrecht nel Settembre 1874 - *ivi*, pag. 16.

» Lettera al Presid. del Comitato ecc. relativa ad una istituzione Meteorologica internazionale - *ivi*, pag. 18.

» Dati meteorologici su l'Italia - Novennio 1866-74. Relazione a S. E. il sig. Ministro d'Agr. e Comm. - con VI Tav. - *ivi*, pag. 183.

» Relazione intorno alle proposte della Commissione per l'ordinamento dei servizi meteorologici in Italia Congresso degli Scienziati in Palermo - *ivi*, pag. 221.

» Parole in commemorazione del S. C. Prof. Luigi Lavizzari - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II. V. 8, pag. 79.

» Nuova serie di esperimenti sull'eterogenia e conclusioni tratte da altre serie precedenti - in unione col Prof. L. Maggi - *ivi*, pag. 94.

» Efficacia dei vapori nell'interno dei liquidi - *ivi*, pag. 174.

» Discorso pronunciato davanti alle reliquie di Alessandro Volta in Camnago Volta il 30 Marzo 1875 - Milano. Civelli, ed.

» Su una pretesa riforma della teoria dell'induzione elettrostatica - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 8, pag. 586 e 678.

» Un'esperienza di Galileo riprodotta e commentata - *ivi*, pag. 916.

» La scarica dei coibenti armati - *ivi*, pag. 974.

1876. Notizie pluviometriche - *Suppl. alla Met. It.* 1875, pag. 6. Tip. Cenniniana, Roma.

» Relazione a S. E. il sig. Ministro dell'Agr. Ind. e Comm. intorno all'andamento del servizio meteorologico dell'anno 1875 - *ivi*, fasc. II, pag. 3.

» Su la teoria dell'elettroforo - *R. Acc. Lincei*, S. II, V. 3, parte II, p. 233.

» Altre serie di esperienze sull'archebiosi - in unione al Prof. L. Maggi - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 9, pag. 630.

» Elementi di fisica - III ediz. accresciuta e migliorata, di pag. VII, 772, con 404 fig. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1877. Relazione a S. E. il Ministro di Agr. Ind. e Comm. Sulle deliberazioni del convegno tenutosi in Londra dal Comitato Meteorologico Internazionale - 15 Giugno 1876. *Suppl. Met. It.* 1876, fasc. II.

» Relazione a S. E. il sig. Ministro di Agr. Ind. e Comm. Sull'andamento del servizio meteorologico nell'anno 1876 - *ivi*, pag. 49.

» Stazioni forestali meteorologiche - *ivi*, fasc. III, pag. 1, con due Tav.

» La meteorologia applicata all'agricoltura - *ivi*, 1877, fasc. I, pag. 29.

» Norme per le osservazioni di meteorologia agraria mediante l'albero meteorico - *ivi*, pag. 62 con una figura.

» Su due strumenti meteorologici ideati da Angelo Bellani - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 10, pag. 17.

» Su alcuni principii sperimentali nel magnetismo - *L'Elettricista*, A. I, Gennaio 1877. Coi tipi di M. Cellini e C. Firenze.

» Su una nuova difesa della teoria del Melloni su l'induzione elettrostatica *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II V. 10, pag. 93.

» Su la teoria dell'induzione elettrostatica - Lettera al sig. Direttore del giornale *L'Elettricista*, A. I, Aprile 1877. Coi tipi di M. Cellini e C. Firenze.

1877. Ricerche sperimentali sull'eterogenesi - in unione al Prof. L. Maggi - prima comunicazione - *ivi*, pag. 297.

» Id. II comunicazione - *ivi*, pag. 352.

» L'odierno indirizzo delle scienze fisiche - Discorso per l'inaugurazione degli studii nella R. Università di Pavia - Pavia. Bizzoni, ed.

» Altre esperienze su la evaporazione di un liquido - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 10, pag 843.

» Su l'uragano del 13 Giugno 1874 - *Supp. alla Met. It.* 1878, fasc. III, Tip. Cenniniana, Roma.

1878. Ambrogio Fusinieri: scritti varii illustrati - col discorso recitato in Vicenza il 29 Marzo 1875 - Vol. di pag. LXXXIX, 433, Vicenza, Tip. Reale di G. Burato.

» Ricerche sperimentali sull'eterogenesi - Sul limite di produttività delle soluzioni organiche - in unione col Prof. L. Maggi - III comunicazione, *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 11, pag. 40.

» Un'esperienza sull'induzione elettrostatica - *ivi*, pag. 235.

» La mente di Alessandro Volta - Discorso pronunciato a Pavia il 28 Aprile 1878 per l'inaugurazione della statua al grande Italiano - Vol. di p. 78, Pavia. Bizzoni, ed.

» Osservazioni meteoriche fatte in Varese nell'autunno 1877 - *Mem. e not. di Met. It.* 1878 Fasc. II, Tip. Cenniniana - Roma.

» Lo stesso - « *Cronaca Varesina* » 1878, N. 32-36.

» Osservazioni meteoriche a servizio dell'agricoltura - *Mem. e not. di Met. It.* 1878, fasc. III, pag. 77, Tip. Cenniniana, Roma.

» La meteorologia agraria - *Atti della VII riunione straordinaria della Soc. It. di scienze nat* - Settembre 1878, pag. 109, Tip. Bernardoni. Milano.

» Lo stesso - *Mem. e not. di Met. It.* 1878, fasc. II, pag. 3. Tip. Cenniniana, Roma.

» Lo stesso - *Atti della Soc. It. di Sc. Nat.* V. XXI, pag. 801, Tip. Bernardoni, Milano.

» Commemorazione di Giuseppe Belli - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 11, pag. 794.

» Pregi di due strumenti meteorologici del Bellani - *ivi*, pag. 873.

» Osservazioni sul microfono sismico del De Rossi - *ivi*, pag. 880.

» Elementi di fisica - IV ediz. riveduta e migliorata - Vol. di pag. VIII, 804 con 351 inc. Milano. Dott. F. Vallardi, ed.

1879. La temperatura propria dell'aria e lo psicrometro a ventilatore - *Mem. e not. di Met. It.* 1878, fasc. IV, pag. 51. Tip. Cenniniana, Roma.

» Su gli evaporimetri - *ivi*, pag. 67.

» Considerazioni su una lettera del Tyndall riguardante l'eterogenia - *Rend. R. Ist. Lomb.* pag. 43, S. II, V. 12.

» Due parole su una recente nota del Prof. Volpicelli relativa al Prof. Belli - *ivi*, pag. 306.

» Alcuni riflessi su una recente nota del Jamin intorno alla teoria della rugiada - *ivi*, pag. 307.

» Quels progrés a-t-on fait dans les méthodes pour determiner l'humidité de l'air? - *II Congrés international des mètheorologistes reunis à Rome du 14 au 22 Avril 1879. Rapports sur les questions du programme* pag. 119 - Impr. Héritiers Botta, Rome.

» Quels progrés ont fait les méthodes pour la determination de l'évaporation? - *ivi*, pag. 123.

1879. Descrizione del microfono telefonico - *Rivista scientifico-industriale*, A. XI, N. 8 e 11, Firenze.

» Su i vapori diffusi nell'interno dei liquidi. *R. Acc. Lincei,* S. III, V. 7, Trans. pag. 223.

» Su la teoria della pila voltiana. I nota - *ivi*, S. III, V. 3. pag. 301

» Su gli evaporimetri e sulla temperatura dell'aria - *Ann. della Met. It.* P. I, 1879, Tip. Cenniniana, Roma.

» Su la temperatura e l'umidità dell'aria e sulla formazione della rugiada in prossimità dei grandi laghi - *ivi*, pag. 935.

» Su le condizioni più opportune di forma e di esposizione per gli evaporimetri - *ivi*, pag. 941.

» L'omogeneità delle energie fisiche - Vol. di pag. VIII-162, con 51 fig. Milano. Dott. F. Vallardi, ed. (Nuova ediz. con variazioni ed aggiunte delle *Lezioni di Fisica* del 1870).

» Rivendicazione su alcune correlazioni fra le proprietà termiche ed altre proprietà fisiche dei corpi - *R. Acc. Lincei*, S. III, V. 4 Trans. pag. 74.

» Un principio sperimentale e fondamentale per l'idrostatica - *Rivista scientifico-industriale* A. XII, N. 6, Firenze.

» Sul raffreddamento di un liquido in contatto con un corpo in via di liquefazione e d'evaporazione - *ivi*, pag. 242.

» Su la distribuzione delle minime temperature osservate nello scorso inverno nell'Italia Settentrionale - *Ann. Met. It.* parte I. Tip. Cenniniana, Roma.

» Su la temperatura e l'umidità dell'aria in prossimità dei grandi laghi - *ivi*.

» Su la teoria della pila voltiana. II nota. *R. Acc. Lincei*, S. III. V. 7, p. 255.

» Su le osservazioni meteoriche agrarie - con 1 Tav. Varese. Macchi e Brusa, ed.

1881. Parole dette innanzi alla salma di Paolo Gonni il 4 Febbraio 1871 in Lodi - « *La Lombardia*, 5 Febb. 1881.

» Metodo del Galilei nello studio delle leggi naturali - *Rivista di Filosofia Scientifica*, A. I, V. I, fasc. I. Fr.lli Dumolard, Milano.

» Dell'energia nella fisica moderna - *ivi*, fasc. II.

» Agli studenti universitari - Consigli - Lettura fatta all'inaugurazione degli studii nell'Università di Pavia per l'anno 1881-82 - Pavia. Bizzoni, ed.

» Bibliografia italiana di elettricità e magnetismo - in unione al Prof. F. Rossetti - Vol. in 8° gr. di pag. 117. Padova. Sacchetto, ed.

» Importanza scientifica degli studi sperimentali di P. Gorini sui plutoni - Lodi, Tip. Quirico Carnaghi e Marazzi.

1882. Importanza scientifica degli studi di P. Gorini sui plutoni - Pavia. Bizzoni, ed.

» Alessandro Volta - Supp. mensile ill. al « *Secolo* » N. 5677, 1° Febbraio, Tip. Sonzogno, Milano.

» Sul valore dinamico di una caloria . in unione al Dott. G. Gerosa - *R. Acc. Lincei*, S. III, V. 12, pag. 437.

» Id. con aggiunte - *Nuovo Cimento*, S. III, t. 13, pag. 60, 1883.

» L'incenerimento dei cadaveri considerato dal lato filosofico e morale - Conferenza tenuta nella R. Università di Pavia il 18 Giugno 1882. - Pavia, Bizzoni, ed.

» Esperienze su la polarizzazione elettrica delle lamine coibenti - *R. Acc. Lincei*, S. III, V. 14, pag. 46.

1883. Relazioni fra la polarizzazione elettrica dei coibenti e la polarizzazione dei magneti - *R. Acc. Lincei*, S. III, V. 15, pag. 481 con 1 Tav.

» La filosofia naturale e gli insegnamenti scientifici nei Licei - *Rivista di filosofia scientifica*, A. II, V. I F.lli Dumolard Milano.

» Su l' origine del calore interno della terra - *ivi*, fasc. 6.

» Una stazione di fisica terrestre da istituirsi in Pavia - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 16, pag. 223.

» Galileo Galilei - Suppl. mensile illustrato al « *Secolo* » N. 6168, 15 Giugno Sonzogno ed., Milano.

» Discorso pronunciato all' inaugurazione della mostra di elettricità in Lodi nel 1883. « *La Riforma* » A. XVII, N. 263, 20 Settembre, Roma.

1884. Relazione pel concorso al premio reale per la fisica pel 1882 (Cantoni Relatore) *R. Acc. Lincei*, s. III, V. 8 Trans. pag. 121.

» Carlo Tenca e il suo tempo - *Rend. R. Ist. Lomb.* s. II, V. 17, pag. 173.

» L' eliografo inglese e il lucimetro Bellani applicati alla meteorologia agraria - Nota preliminare - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. I, pag. 7.

» Il lucimetro Bellani e l' eliografo inglese - *ivi*, S. IV. V 1, pag. 425.

1885. Il lucimetro Bellani e l' eliografo inglese - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V, 18, pag. 348.

» Relazione sul concorso di 3 premi del Ministero della P. I. per le scienze fisiche e chimiche pel 1884 (Cantoni relatore) - *R. Acc. Lincei*. S. IV, V. I, Rend. I sem. pag. 422.

» Di un probabile riordinamento degli studi superiori in Italia - Discorso pronunciato inaugurandosi gli studi universitari il 4 Novembre 1885 nella R. Univ. di Pavia - *Annuario R. Università degli Studi*, Pavia. Bizzoni. ed.

» Sul pareggiamento delle Università di Genova, Catania e Messina a quelle di I ordine - Discorso pronunciato nella seduta 5 Dicembre al Senato del Regno - Roma, Forzani e C. Tip. del Senato.

» Elementi di fisica - V. ediz. riveduta e migliorata in 2 Vol. di pag. VII-431 con 107 inc. e VI-455 con 273 inc. Milano. Dott. F Vallardi, ed.

1886. Di un probabile riordinamento degli studi superiori in Italia - *Rivista di filosofia scientifica*, A. V, V. V, F.lli Domolard, Milano.

» D' una probabile estenzione della legge di caloricità specifica dei corpi indecomposti. I nota - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. 1 Rend. II sem. pag. 3.

» Su la formazione della rugiada - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 19, pag 98.

» Relazione sul concorso ai premi istituiti in via eccezionale dal Ministero della P. I. per le scienze fisico-chimiche pel 1885 (Cantoni Relatore) - *R. Acc. Lincei*, . IV, V. 2, R. I sem.. pag. 387.

» Su la legge di caloricità delle molecole dei corpi - II nota - *ivi*, II sem. pag. 43.

» Su alcuni fenomeni vitali dei corpi inorganici - *Rivista di filosofia scientifica*, A. V, V. V, F.lli Dumolard, Milano.

» Note sul clima di Varese e sulla meteorologia agraria - Varese, Tip. Mai e Malnati.

» Osservazioni lucimetriche - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. 2, R. II sem., p. 321.

1887. Sul diverso andamento della temperatura nell' atmosfera fra il giorno e la notte - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 20, pag. 241.

» Osservazioni sulle radiazioni luminose del sole - *ivi*, pag. 248.

» Il sistema filosofico di C. Cattaneo - Conferenza letta il 6 Marzo al Circolo Filologico Milanese - *Rivista di Filosofia scientifica*, A. V, V. VI, F.lli Dumolard, Milano.

1887. Ad onoranza del Prof. Santo Garovaglio - Parole lette nell' anfiteatro fisico della R. Università di Pavia il 24 Aprile - Pavia. Bizzoni, ed.
» Congetture sulle azioni a distanza - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. 3 Rend. II sem., pag. 118.

1888 Sull'uso del lucimetro per l'agronomia - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 21, pag. 503.
» Relazione sul concorso ai premi del Ministero della P. I. per le scienze fisiche e chimiche pel 1887 (Cantoni relatore) - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. 4, Rend. I sem. pag. 650.
» Su la costituzione fisica dei liquidi - I nota, *ivi*, II sem., pag. 246.

1889. Sul moto brauniano - *ivi*, V. 5, Rend. I sem. pag. 137.
» Su una recente pubblicazione di biologia sperimentale - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 22, pag 148.
» Sul moto brauniano - *ivi*, pag. 152.
» Su la costituzione fisica dei liquidi - II nota, *R. Acc. Lincei*, S. IV, V. 5, Rend. II sem., pag. 177.
» Relazione sui premi ministeriali di chimica e fisica pel 1888 (Cantoni relatore) *ivi*, pag. 332.

1890. Commemorazione di Cesare Correnti - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 23, pag. 329.
» Memoria letta alla seduta inaugurale (7 Dicembre 1890) del IV congresso della Lega delle società italiane di Cremazione tenuto in Milano. - Milano, Tip. Marchi.
» Congetture sulle azioni a distanza - *R. Acc. Lincei*, S. IV, V, 6 Rend. II sem., pag. 279.

1891. Importanza speciale di un accurato studio delle varie azioni del calore sui corpi per il progredire della natural filosofia - *ivi*, V. 7, Rend. II sem., pag. 438.

1892. Sul valore filosofico degli scritti di Galileo Galilei - *ivi*, S. V, V. 1 Rend. II sem. pag. 405.

1893. Lo svolgimento della filosofia naturale in Italia - *Rend. R. Ist. Lomb.* S. II, V. 26, pag. 554.

1895. Di un desiderabile rinnovamento degli studi superiori in Italia - *ivi*, V. 28, pag. 105.

Traduzioni.

1877. Fisica di Balfour-Stewart - *Manuali Hoepli*, Vol. di pag. VI-145 con 48 fig.

1881. Materia e moto per G. Clerck Maxwell - proemio e note, di pag. XX-103, Milano. F.lli Dumolard, ed.

LIBRI NUOVI

LA SCARICA ELETTRICA ATTRAVERSO I GAS E I RAGGI RÖNTGEN,
del Dott. Ing. Q. MAIORANA.

(Roma, Loescher e C., 1897).

È un buon libro, fatto con molta coscienza e con un certo garbo. Ma destinato pur troppo, per ragione dell' argomento, ad invecchiare assai presto.

I primi due capitoli (64 pagine) hanno per oggetto la natura e le proprietà delle scariche elettriche nei gas rarefatti. L'A. esamina da principio i fenomeni che si manifestano a pressioni relativamente alte e più avanti da un buon riassunto delle esperienze del Crookes, del Goldstein, del Hertz e del Lenard su i raggi catodici.

Nel terzo capitolo (16 pagine) sono riferite le ricerche classiche del Röntgen, ed alcune, fra le moltissime di altri autori, che si collegano direttamente con quelle.

Il capitolo quarto (37 pagine) tratta dell' azione dei raggi ultravioletti, catodici ed X sopra i conduttori isolati. A questo proposito si desidererebbe forse un cenno più esteso su le belle esperienze, con le quali il Villari ed altri sperimentatori posero in luce le proprietà dell' aria ionizzata.

Il capitolo quinto (30 pagine) è il più interessante di tutto il libro perchè contiene molte cose che difficilmente potrebbero rinvenirsi altrove.

Esso è dedicato all' azione che i raggi X e la luce ultravioletta esercitano sopra la lunghezza e la natura delle scariche esplosive. Come è noto, si devono al Maiorana appunto ed al Sella alcune ricerche estremamente notevoli su questo argomento. Nel capitolo, del quale parlo, l' A. dà sulle sue esperienze molti dettagli che riusciranno utilissimi a chi le voglia ripetere, e che non avevano trovato posto nelle note originali.

Il sesto capitolo (4 pagine) riassume brevissimamente le ricerche del Becquerel su i raggi dell' uranio.

Il settimo (13 pagine) è dedicato alle considerazioni teoretiche. L'A. si accosta, per ciò che riguarda la natura dei raggi catodici, alla ipotesi della materia radiante. Invece sembra inclinato ad ammettere che la radiazione del Röntgen sia costituita da onde trasversali estremamente corte [1]).

1) Se è lecito esprimere in proposito una opinione personale, dirò che la controversia mi sembra, per ora, molto difficile da risolvere. In realtà la maggior parte dei fenomeni conosciuti si spiegano ugualmente bene nell' ipotesi delle vibrazioni trasversali e in quella della materia radiante. L'argomento più forte che milita contro quest'ultimo modo di vedere è sempre " la ripugnanza che prova la nostra mente ad ammettere una proiezione di particelle moventesi con grande velocità "; il quale argomento del resto non sembra così serio al Maiorana che si debbano respingere per esso le idee del Crookes, finchè si tratta di raggi catodici. A. G

L' ultimo capitolo (8 pagine) contiene alcune norme per l' esecuzione delle radiografie.

Il volume è adorno di 44 figure e di 4 fotoincisioni.

Io ritengo che questo libretto, semplice e piano, possa riuscire di molta utilità a quelli che si vogliono fare un' idea delle scoperte del Röntgen, senza impacciarsi con la faraggine di roba buona, mediocre e pessima che da due anni si va pubblicando sull' argomento. A. GARBASSO.

La casa Gautier-Villars (55, quai des Grands-Augustins) ha pubblicato, come tutti gli anni, l' *Annuaire du Bureau des Longitudes* per il 1898. Questo volumetto contiene, come sempre, una quantità di indicazioni scientifiche che non possono trovarsi altrove. Il volume di quest' anno contiene in più le note seguenti:

Sur la stabilité du système solaire per H. Poincaré — *Notice sur l' oeuvre scientifique de M. H. Fizeau* per A. Cornu — *Sur quelques progrès accomplis avec l' aide de la Photographie dans l'étude de la surface lunaire* per M. Loewy e P. Puiseux — *Sur les travaux exécutés en 1897 à l'observatoire du mont Blanc* per J. Janssen. — *Discours prononcés au cinquantenaire académique de M. Faye, le 25 janvier 1897* per J. Janssen e M. Loewy. In 18° di VI-806 pagine con due Carte magnetiche. — Prezzo L. 1,50 (franco L. 1,85).

RIVISTA

Wiedemann 's Annalen. Vol. 61, N. 6, 1897.

MEYER G. *Sulle costanti di diffusione di alcuni metalli nel mercurio* (pp. 225-234). — Modificando il metodo già usato dal Des Coudres (*N. Cim.* (3), 35, p. 295) l' A. ha determinato i coefficienti di diffusione dello zinco, del cadmio, del piombo e dell' oro nel mercurio. I valori trovati, espressi in cm^2 per giorno, sono:

Zn 2,09; Cd 1,56; Pb 1,37; Au 0,72.

La forza che occorrerebbe per far muovere 1 atomo-grammo di metallo con la velocità di 1 cm. al sec., sarebbe, in chilogrammi:

$$K = \frac{1}{k} 1,99 \times 10^9 (1 + 0,00367\, t)$$

essendo k il coefficiente di diffusione sopra indicato, e t la temperatura.

Il percorso medio l di un atomo appartenente a un metallo di peso molecolare μ sarebbe poi, secondo la teoria molecolare della diffusione del Riecke:

$$l = 0,01332 \times 10^{-2} \sqrt{1 + 0,00367\, t}\,.\, K \sqrt{\mu}\,.$$

SIEDENTOPF H. *Sulle costanti capillari dei metalli fusi* (pp. 235-266). — Facendo stare una goccia del metallo fuso su un piano orizzontale, e servendosene come di uno specchio convesso, si può misurare il raggio di curvatura nel punto più alto, e così ottenere il valore della costante capillare.

L'A. indica i valori trovati per i metalli Cd, Sn, Pb, Hg, Bi; i quali variano fra 44 e 85 $\frac{mg}{mm}$.

QUINCKE G. *Moderna critica delle costanti di capillarità dei liquidi e della coesione specifica dei metalli fusi* (pp. 267-280). — L'A., richiamando le molte determinazioni che egli fece delle costanti capillari, critica specialmente i recenti lavori del Volkmann e di Lohnstein e Sieg. In una tabella egli riassume poi tutti i valori che sono stati assegnati fin quì per la costante di capillarità del mercurio, cominciando da quello di Laplace; e termina rammentando che fino dal 1868 egli aveva determinato la costante di capillarità per diversi metalli fusi.

HOLBORN L. *Sulla magnetizzazione dell' acciaio e del ferro per l' azione di deboli forze* (pp. 281-292). — Le forze magnetizzanti adoperate variarono da 0 a 2 C. G. S. ed agivano su cilindri di ferro o di acciaio collocati entro spirali cilindriche percorse da corrente. La magnetizzazione fu determinata col metodo magnetometrico. Per l' acciaio e la ghisa, la curva che rappresenta il coefficiente di magnetizzazione in funzione della forza magnetizzante è una retta sensibilmente parallela all' asse della forza magnetizzante; per il ferro dolce è invece una spezzata formata da diversi segmenti che si raccordano fra loro.

APT R. *Influenza dell' eccitatore primario sulla forma e sull' intensità delle vibrazioni elettriche nel sistema di Lecher* (pp. 293-312). — È uno studio sistematico delle condizioni che influiscono sulle vibrazioni del sistema di Lecher, che l'A., d'accordo con quanto fu già ritenuto da Cohn ed Herwagen (*Wied. Ann.* 43, 1891), considera come formante un unico sistema vibrante, che possiede dei nodi delle variazioni di potenziale nei ponti collocati sul secondario e nell' intervallo dove scocca la scintilla.

Fra i resultati principali ottenuti dall'A., è da notare che la grandezza e la qualità delle sfere dell' eccitatore sono quasi senza influenza sull' intensità delle vibrazioni; ma per le scintille nell' aria egli preferisce le sfere di platino, che non si ossidano. L' intensità delle vibrazioni nel secondario è massima, quando i fili che riuniscono l' eccitatore al rocchetto di Ruhmkorff hanno una lunghezza uguale a un multiplo pari di $\frac{\lambda}{4}$. La distanza fra due nodi è diversa a seconda che la scintilla scocca nell' aria o nell' olio; ma non dipende dalla resistenza dei ponti.

ARNOLD W. *Sulla luminescenza* (pp. 313-329). — L'A. ha studiato la luminescenza provocata, su diverse sostanze pure e su molte soluzioni solide, dalla luce, dai raggi catodici, dai raggi X, da quelli di Becquerel, dai *Canalstrahlen* del Goldstein e dai raggi di scarica del Wiedemann.

Per lo studio della luminescenza provocata dai raggi catodici, l'A. ha potuto servirsi dello stesso apparecchio che fu adoperato da Wiedemann e Schmidt (cfr. *N. Cim.* (4), 1, p. 321).

I corpi studiati furono principalmente i solfuri, seleniuri, cianuri e wolframati. Il solfuro di zinco che meglio corrispose fu quello ottenuto precipitandolo da una soluzione di cloruro di zinco con l'acido solforico, che fu poi portato al calor bianco, lavato e di nuovo arroventato.

Non tutte le sostanze s'illuminano allo stesso modo sotto l'azione dei diversi raggi.

I *Canalstrahlen* non sono raggi Röntgen, perchè non attraversano la carta nera; essi scaricano i corpi elettrizzati, tanto positivamente che negativamente, e riscaldano i corpi sui quali cadono.

L'A. ha anche osservato che i raggi di Becquerel sono prodotti da un idrocarburo, cioè dal *retene;* e che i raggi X sono assorbiti diversamente dall'iodo sciolto nell'alcole e nel solfuro di carbonio.

PRÉCHT J. *Ricerche sui raggi catodici e sui raggi di Röntgen* (pp. 330-362). — L'A. ha studiato la deviazione che subiscono i raggi catodici in un campo magnetico, per mezzo della fotografia, e ha trovato che quella deviazione segue la legge di Biot e Savart.

Sono studiati molti fenomeni analoghi a quelli descritti nella Nota precedente dell'Arnold; e l'A. trova che l'assorbimento dei raggi X nelle diverse sostanze non dipende soltanto dallo spessore e dalla densità, ma anche dalla natura chimica. L'azione diversa dei raggi Röntgen e di quelli del Lenard sul pentadecilparatolilchetone, ne dimostra, secondo l'A., la natura diversa. Poichè l'assorbimento che la carta nera esercita sui raggi X dipende dal tempo durante il quale agiscono, tali raggi secondo l'A. sarebbero in parte di natura ondulatoria e in parte di altra natura.

PAUER J. *Assorbimento dei raggi ultravioletti nei vapori e nei liquidi* (pp. 363-379). — Lo studio è stato fatto fotografando lo spettro ultravioletto di una scintilla ottenuta fra elettrodi di cadmio con la scarica di una bottiglia di Leyda, interponendo le sostanze studiate fra la scintilla e lo spettrometro. Sono stati studiati la benzina e i suoi derivati, la piridina, il tiofene e il solfuro di carbonio, sia allo stato liquido, che allo stato di vapore. L'assorbimento della benzina è così forte, che bastano pochi suoi vapori nell'aria per fare apparire le bande d'assorbimento. Le bande dei composti disciolti in differenti liquidi si avvicinano al rosso al crescere dell'indice di refrazione o del poter dispersivo del solvente: vale cioè anche quì la legge del Kundt. Non si presenta peraltro nessuna relazione semplice fra lo spettro della benzina e quello dei suoi derivati.

TRAUBE J. *Estensione della legge di Boyle, van der Waals, Gay Lussac ai liquidi omogenei* (pp. 380-390). — Dopo aver definito il *volume essenziale* dell'atomo, come lo spazio occupato realmente dalla materia dell'atomo; il *volume d'oscillazione* dell'atomo, come quello nel quale si compiono le sue oscillazioni (che corrisponde alla sfera d'attività del Clausius), e il *covolume mo-*

lecolare che è lo spazio nel quale si compiono le oscillazioni delle molecole, l'A. osserva che si ha

$$V = \frac{m}{d} = \Sigma\, n\, C + \Phi,$$

essendo m il peso molecolare, d la densità, $\Sigma\, n\, C$ la somma di tutti i volumi di oscillazione degli atomi, e Φ il covolume molecolare.

Servendosi delle relazioni trovate in memorie precedenti, l'A. stabilisce che il volume d'oscillazione dell'atomo è uguale al suo volume essenziale moltiplicato per 3,5; e che la costante b della formola di van der Waals è uguale al volume essenziale moltiplicato per $4\sqrt{2}$. Egli giunge poi a dare alla equazione di van der Waals la forma

$$K\,\Phi = R\,T$$

ove $K = \frac{a}{v^2}$ è la pressione molecolare. Questa formola è verificata dall'A. per diversi liquidi. La formola di van der Waals può anche far trovare la compressibilità, il coefficiente di dilatazione, l'indice di refrazione, le costanti critiche e il calore di vaporizzazione di un liquido, quando se ne conosca la densità.

Pel calore molecolare di vaporizzazione $m\rho$ l'A. deduce il valore

$$m\rho = 1132{,}4\,\frac{a}{b};$$

esso è dunque proporzionale alla coesione molecolare a, e inversamente proporzionale al volume essenziale e a quello di oscillazione degli atomi.

TRAUBE J. *Sulla cinetica dei liquidi* (pp. 391-395). — Dall'equazione di van der Waals:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{1}{3}\, n\, m\, v\, G_0^2,$$

dove n è il numero delle molecole dell'unità di volume, m il peso molecolare, v il volume e G_0 la velocità molecolare a 0", l'A. trova

$$G_0 = \sqrt{\frac{3\,K\,\Phi}{m}}$$

dove K e Φ hanno i significati stabiliti nell'equazione precedente. Ora quest'equazione è analoga a quella del Clausius; e poichè a ugual temperatura il prodotto $K\Phi$ per un liquido è uguale a quello $p\,v$ per un gas, così si trova che, a temperatura uguale, le molecole dei liquidi hanno la stessa velocità di quelle dei gas. Per la grandezza dello spostamento molecolare l'A. trova però che esso è pei gas circa 900 volte maggiore che pei liquidi.

TRAUBE J. *Estensione della legge di Avogadro ai liquidi omogenei* (pp. 396-400). — Alla legge di Avogadro si può dare l'enunciato seguente: Il covolume molecolare di un gas qualunque è costante per una medesima temperatura e per una stessa pressione. Sotto questa forma la legge, secondo l'A., è vera anche pei liquidi

e pei solidi. Per molti liquidi studiati dall' A. il covolume a 0° è 24.5 cm³; ma si presentano delle divergenze sensibili in diverse sostanze, che l'A. spiegherebbe con alcune ipotesi.

Combinando l' equazione di van der Waals con la legge d'Avogadro, l'A. ottiene poi che a una medesima temperatura tutti i liquidi hanno una medesima pressione molecolare; da cui deriva che l' attrazione melecolare (coesione) dei liquidi è proporzionale al prodotto delle masse delle molecole, e inversamente proporzionale al quadrato della densità del liquido.

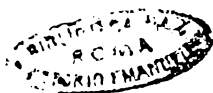
GUMLICH E. *Sulla costruzione della lampada ad arco di Arons con amalgame* (pp. 401-407). — Nella lampada di Arons l' arco elettrico si forma nel vapore di mercurio, e la luce emessa può servire molto utilmente nelle ricerche spettroscopiche, poichè vi sono visibilissime le righe del mercurio, e dove le righe del mercurio son deboli, appariscono quelle del cadmio. L' A. ha trovato conveniente usare dell' amalgama di cadmio, con la quale si hanno molto brillanti anche le righe di questo metallo, e descrive le precauzioni che occorre prendere perchè l' apparecchio riesca adatto allo scopo.

VOGEL H. W. *Sulla misura dell' intensità della luce solare* (pp. 408-410). — Nelle sue misure, eseguite principalmente a scopo fotografico, l'A. si è servito del fotometro di Weber e ha preso per sorgente luminosa di confronto la lampada ad acetato di amile.

L' intensità della luce solare è soggetta, naturalmente, a molte variazioni; d' inverno, per es., essa può variare in uno stesso giorno nel rapporto da 1 a 200 secondo lo stato del cielo.

ESCHENHAGEN M. *Valori degli elementi del magnetismo terrestre a Postdam nel 1896* (pp. 411-413). — L'A. indica i valori di quegli elementi con le loro variazioni rispetto a quelli del 1895; ed indica i giorni nei quali si verificarono le maggiori perturbazioni magnetiche, che furono: Genn. 4, 17, 31; Febb. 4, 28, 29; Mar. 4, 26, 28; Mag. 2, 3, 17; Sett. 18, 20; Ott. 11, 12; Nov. 7; Dic. 3, 4.

NEESEN F. *Modificazione all' orifizio d' efflusso del mercurio nelle pompe a mercurio* (pp. 414-416). — È descritta una modificazione che rende più facile la costruzione della pompa senza robinetti già proposta dall'A. (*N. Cim.* (4), 4, pag. 253).

A. STEFANINI.

FINE DEL VOLUME VI. SERIE IV.

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1897.

Journal de Physique. — 1897.

Philosophical Magazine — 1897.

Pagina

Fig. 1

Fig. 2

Serie I
Apparato grande senza condensatore
Serie II
Apparato grande con condensatore piccolo
Serie III
Apparato grande con condensatore grande
Serie IV
Apparato piccolo con condensatore grande
Primaria
Secondaria
Terziaria
Quaternaria
650
600
550
500
450
400
350
300
250
200
150
100
50
0 cm
0 cm 50 100 150 200
0 cm 50 100 150 200
0 cm 50 100 150 200
0 cm. 50 100 150 200 250
Lunghezza della serie in metri

P. CARNAZZI.

R
Q
N
H
n
M
Z
c
a
X
b
a
y

P. CARNAZZI.

I $^1/_2$ mm. nelle ascisse rappresentano 100 mm. di pressione. — I $^1/_2$ mm. nelle ordinate corrispondono alla terza cifra decimale dei valori di $(n_0 - 1)$ 1000. — L'origine delle coordinate è

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

(A. Stefanini) **Wied. Ann.** Vol. 61, N. 6, 1897.